



L'émission submillimétrique du gaz dans les galaxies taux de refroidissement et formation d'étoiles

Estelle Bayet

► To cite this version:

Estelle Bayet. L'émission submillimétrique du gaz dans les galaxies taux de refroidissement et formation d'étoiles. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2006. Français. NNT: . tel-00346731

HAL Id: tel-00346731

<https://theses.hal.science/tel-00346731>

Submitted on 12 Dec 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE -
PARIS 6

THESE

présentée
pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris VI

Spécialité : *Astrophysique et Instrumentations Associées*

par

ESTELLE BAYET

Sujet :

**L'émission submillimétrique
du gaz dans les galaxies
taux de refroidissement et formation d'étoiles**

Soutenue le 30 novembre 2005 devant la Commission d'examen :

M.	Pierre ENCRENAZ	Président
Mme.	Maryvonne GERIN	Directrice
M.	Alessandro BOSELLI	Rapporteur
M.	Santiago GARCIA BURILLO	Rapporteur
Mme.	Françoise COMBES	Examinatrice
M.	Pierre COX	Examineur

Résumé

Cette thèse présente l'étude la plus récente du refroidissement du gaz moléculaire chaud et dense contenu dans le MIS des noyaux de galaxies proches ($D < 10 \text{ Mpc}$) via l'étude des raies en émission du carbone atomique et des raies en émission du monoxyde de carbone.

Ce travail, outre la présentation d'observations effectuées au *Caltech Submillimeter Observatory* à $\nu = 806 \text{ GHz}$ et $\nu = 809 \text{ GHz}$ jusqu'à présent peu, voire jamais obtenues sur des sources extragalactiques, permet aussi, à partir des modèles les plus perfectionnés à ce jour pour représenter les caractéristiques du MIS (modèles PDRs et LVGs), de déterminer les propriétés physiques et chimiques du gaz interstellaire, informations indispensables pour mieux comprendre la formation des étoiles. Cette étude met en évidence le rôle essentiel dans le refroidissement du gaz moléculaire chaud et dense, des raies à haut-J du CO (de $^{12}\text{CO}(3-2)$ à $^{12}\text{CO}(7-6)$ émettant respectivement à des fréquences de 345 GHz et 806 GHz) et de la raie $[\text{C I}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ (émettant à une fréquence de 809 GHz). Ces raies sont indispensables pour diagnostiquer le refroidissement des galaxies plus lointaines souvent plus difficilement observables.

L'étude du gaz moléculaire, à basse et haute résolution (observations effectuées avec l'interféromètre de l'*IRAM-Plateau de Bure*) permettant l'accès à la structure à grande et à petite échelle du gaz dans les noyaux de galaxies proches, révèle également de très bonnes corrélations avec les émissions en IR moyen et lointain dues aux poussières et aux grains. Les comparaisons établies entre les émissions IR et les émissions millimétriques et submillimétriques accroissent ainsi encore notre connaissance des processus physiques et chimiques intervenant dans la formation des étoiles.

Ces analyses, l'ouverture à d'autres domaines de longueurs d'onde et l'augmentation d'observations millimétriques et submillimétriques à des fréquences et des résolutions spatiales de plus en plus élevées doivent être poursuivies grâce aux nouveaux instruments disponibles dans un futur plus ou moins proche (*ALMA*, *Herschel*, ...).

Abstract

This PhD thesis presents the most recent study of the warm and dense molecular gas cooling from the emission of the atomic carbone lines and from the emission of the carbone monoxide lines in the interstellar medium of nearby galaxies ($D < 10 \text{ Mpc}$).

This work provides us, for the first time, observations of galactic nuclei, performed at frequencies of $\nu = 806 \text{ GHz}$ and $\nu = 809$ with the *Caltech Submillimeter Observatory*. Moreover, using the most to date sophisticated models (PDRs and LVGs models) which reproduce the MIS features, we succeed to derive the physical and chemical properties (kinetic temperature, gas density, FUV radiation field which illuminates interstellar clouds, abundance ratio,...) of the warm and dense molecular gas. This work allows us to increase our understanding on the processes governing the star formation activities. This study also reveals the predominant role of the high-J CO lines (from $^{12}\text{CO}(3-2)$ to $^{12}\text{CO}(7-6)$ which emit at $\nu = 345 \text{ GHz}$ and $\nu = 806 \text{ GHz}$, respectively) and the $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ line ($\nu = 809 \text{ GHz}$). These lines should be used as a diagnostic of the gas cooling in the most distant objects, often hardly accessibles.

The study of the warm and dense molecular gas not only at low but also at high spatial resolution (obtained with the *IRAM-Plateau de Bure* interferometer) gives us the opportunity to once more increase our knowledge in the star formation activities by comparing the mid and far IR emissions from the dust with the submillimeter-millimeter emissions from the gas. We point out good correlations between these two well known tracers of the star formation activities in galaxies.

All these analyses, the multi-wavelengths studies and the increase of observations in the submillimeter and millimeter lines should be pursue. The interesting results pointed out in this PhD Thesis should be confirmed on more sources, using the next generation of telescopes as *ALMA* and *Herschel*.

Remerciements

Tout d'abord Bonjour !

Les remerciements qui accompagnent généralement tout travail de réflexion sont souvent représentés dans une longue liste savamment réfléchie et quelque peu exhaustive de noms de personnes se succédant dans un certain ordre. Je vais donc ici rompre cette tradition en mêlant pêle-mêle des personnes venant de divers horizons sans aucun ordre précis ni défini.

Je tiens à remercier mes parents et toute ma famille pour le soutien et la compréhension dont ils ont fait preuve, ne suivant absolument pas les traces de mes aînés (oh combien adorés) mais en préférant partir en aventurière explorer le domaine quelque peu mystérieux des Sciences. C'est vers l'Astronomie que je me suis tournée puisque, depuis bien longtemps, certaines questions sur ce sujet me trottaient dans la tête. Étant une jeune femme particulièrement pugnace, je me suis donc lancée sur ce passionnant chemin en espérant y trouver quelques réponses. Merci donc à tous les professeurs successivement rencontrés qui m'ont permis d'affirmer la motivation et le goût que j'ai pour la recherche dans le domaine de l'Astronomie et de l'Astrophysique. Merci aussi aux discussions succédant notre traditionnel déjeuner dominical familial (le "cocoon") portant sur des points de droit pénal (ou autres) totalement inconnus, et qui m'ont permis aussi de confirmer ma voie ! L'intérêt de ma famille pour ce que je faisais et ce que je fais n'a pas cessé d'augmenter au fil des ans, à tel point, qu'ils ont été les premiers à réclamer mon mémoire de thèse à peine achevé, afin d'y trouver peut-être les réponses à leurs propres questionnements... Merci donc, encore une fois, à tous, pour votre soutien et vos encouragements surtout dans les moments les plus délicats !

Les amis que je me suis fait (et qui ont intérêt à venir à ma soutenance !) au cours de mes études, restent présents à mon esprit. Je passe donc un coucou à ceux de Saintry-Evry & Co. (ah, les samedis soirs chez Davidou à regarder des DVDs...), ceux que j'ai rencontrés à la faculté et qui sont toujours là (à quand une petite soirée "cocktails" chez Lucie et Lolec ?), mes amis du volley (désolé mais pour l'entraînement du mardi 29/11 au soir, ce n'est pas sûr que je vienne !), ceux que j'ai découvert en Hollande (je viens bientôt vous voir !) et les plus anciens comme Rémi et Christophe dont je salue les épouses et enfants respectifs. Je n'oublie pas ceux que j'ai rencontrés en DEA à Paris et qui soutiennent leur thèse eux aussi bientôt : Vianney (je viens quand te voir à Ithaca ? Sincèrement, merci pour tout Vianney ! (tu vois tu l'as ta petite phrase...)), Nicolas (Tu vas aimé le rosbeef-marmelade de là-bas ?), Patrick (Nice !... Veinard !) et Piem (dont on n'a jamais vraiment su sur quoi il travaillait, vivement sa soutenance...). Je n'oublie pas mes deux italiennes préférées : Sara et Elisabetta et les quelques amis isolés que j'ai comme Edouard Brodie, Pascaline Bécart, Bertrand Delforge (merci cher partenaire de thé) et Patrick Laplace (quelle belle eclipse 1999, quand même... Et quel voyage !).

Je remercie évidemment les membres de mon jury pour lesquels j'ai tant de respect et d'amitié. J'espère sincèrement poursuivre sur la voie de la recherche afin de continuer, ou de commencer, à travailler avec vous. Merci aussi, et surtout, à Maryvonne Gerin pour m'avoir si bien épaulée pendant ces trois années. Merci à Pierre Encrenaz de croire en ses étudiants et de les soutenir avec conviction. Merci à Pierre Cox, à Françoise Combes et aussi à Jacques Le Burlot (même s'il ne fait pas partie de mon jury) pour les discussions si intéressantes

et instructives que nous avons eues ensemble. Merci aussi à Santiago Garcia-Burillo et à Alessandro Boselli d'avoir accepté d'être mes rapporteurs. Un grand merci aussi à tous les membres du laboratoire qui m'ont si gentilleement accueillie. Merci aussi à Patrick Boisse qui nous a particulièrement bien encadrés durant ces années de doctorat. Merci également à Frank Israel de m'avoir permise de venir travailler pendant quatre mois à l'Observatoire de Leiden.

Merci aussi à tous ceux qui m'ont donné l'opportunité d'exercer ma deuxième passion : celle d'enseigner, à la fois à l'Université de Marne-La-Vallée, à l'Université de Paris 7 et surtout au Palais de la Découverte. Merci à toute l'équipe du Département d'Astronomie du Palais de m'avoir si bien accueillie et encadrée. Je ne vous oublie pas, promis je passe bientôt (avec mon avion transparent, bien sur) !

Pour finir, ce qui est finalement une assez longue liste, je tiens juste à dédicacer cette thèse au "Papé" qui nous a quitté.

Une pensée aussi à Cévennes, à Lapin, à Honorine ma tortue (elle aussi aventurière), à Tigris, Cepia et Minou qui m'ont toujours regardé avec de grands yeux enthousiastes et encourageants quand je répétais mes présentations devant eux, merci cher public !

Estelle.

Table des matières

Introduction	1
-------------------------------	----------

I. Les Observations

1 Le fonctionnement des radiotélescopes	9
1.1 Un radiotélescope à antenne unique (<i>single dish</i>)	10
1.2 Un interféromètre (plusieurs antennes uniques travaillant simultanément)	19
1.3 Conclusion	22
2 La calibration des données en radioastronomie	23
2.1 Les sources de pollution	24
2.2 La calibration des données	27
2.3 Calibration des données interférométriques	30
2.4 Conclusion	32
3 Présentation des observations - L'échantillon de galaxies	33
3.1 Les Antennes (NGC 4038 et NGC 4039) :	34
3.2 Arp 220 :	36
3.3 Centaurus A :	36
3.4 Henize 2-10 :	41
3.5 IC 10 :	42
3.6 IC 342 :	44
3.7 IRAS 10565+2448 :	49
3.8 M 51 :	50
3.9 M 82 :	53
3.10 M 83 :	54
3.11 Markarian 231 (Mrk 231) :	58
3.12 NGC 253 :	64
3.13 NGC 891 :	66
3.14 NGC 1068 :	67
3.15 NGC 3079 :	71
3.16 NGC 4736 :	74
3.17 NGC 6090 :	75
3.18 NGC 6946 :	77
3.19 Résumé des caractéristiques de notre échantillon	79

4 Le traitement des données - Les contraintes des modèles	87
4.1 Réduction et Calculs préliminaires	87
4.2 Comment comparer les spectres ?	89
4.3 Les contraintes des modèles : les rapports de raies	99
4.A Tableaux de valeurs des raies détectées	100
5 Les taux de refroidissement observés du C et du CO	117
5.1 Les taux de refroidissement observés pour chaque galaxie	117
5.2 Discussion	119

II. Les modèles

6 L'analyse ETL	125
7 La modélisation LVG	129
7.1 Description du modèle LVG	130
7.2 Procédure d'ajustement du modèle LVG aux observations - Détermination du meilleur modèle	134
7.3 Résultats obtenus sur notre échantillon de galaxies	142
7.4 Résumé des modèles LVGs	151
8 Les modèles PDRs	153
8.1 Description du modèle PDR	154
8.2 Procédure d'ajustement des modèles PDRs aux observations	157
8.3 Résultats obtenus sur notre échantillon de galaxies	163
8.4 Résumé et discussion des modèles PDRs	169

III. Perspectives - Etude multi longueurs d'ondes

9 La comparaison des émissions mm/submm du gaz avec l'émission FIR des poussières	179
9.1 Les données	179
9.2 Comparaison entre émissions du gaz et des poussières : corrélations ?	184
9.3 Discussion	188
9.4 Conclusions	191
10 Et avec l'émission IR moyen des PAHs ?	193
10.1 Contexte	193
10.2 Comparaison	194
10.3 Interprétations	195
10.4 Conclusions	200
11 Et à haute résolution ?	203
11.1 Contexte	203
11.2 Observations à haute résolution	203
11.3 Conclusions	206
Conclusions	211

Annexe

A Article publié	215
B Articles soumis/en préparation	231

Bibliographie

Bibliographie	231
-------------------------	-----

Introduction

Depuis notre plus tendre enfance, le ciel et ses beautés nous fascinent et nous attirent. Nous sommes en admiration devant les couleurs chatoyantes que nous révèlent certaines photos de filaments de lumière. Qui n'a jamais rêvé de toucher ces objets, d'aller se poser sur chacune des planètes qui nous entourent, de plonger dans le cœur de notre Soleil ? Et pourtant, ces objets, bien qu'intensément observés et étudiés, restent, pour la plupart, encore extrêmement mystérieux (origine, fonctionnement...). Même notre origine, et ce, au vingt et unième siècle (!), est encore débattue car partiellement inexpliquée. "Nous sommes des poussières d'étoiles"¹... Cela laisse songeur... Et pourtant, c'est vrai, c'est vers cet Univers si démesuré (en taille et en quantité) que nous devons nous tourner pour essayer de mieux comprendre ce que nous sommes...

L'Univers : vaste vide, et pourtant, c'est de ce vide que naissent tous les éléments connus sur Terre. Comment leur création est-elle possible ? C'est au cœur des étoiles, véritables usines à atomes, que sont créés, au départ, tous ces éléments. Ces étoiles ne sont pas éparpillées librement dans l'Univers mais elles sont contenues dans ce que l'on appelle des galaxies. Ces galaxies peuvent avoir des formes très diverses et variées (voir les photos répertoriées dans la Partie 1 Chap. 3 des galaxies de notre échantillon) ainsi que des propriétés physiques (température, densité, rapport d'abondance des espèces...) très différentes (voir les tableaux ???). Ces galaxies contiennent non seulement une gigantesque quantité d'étoiles mais aussi du gaz, des poussières et de la matière non visible (matière noire), tout cela formant un vaste "*porridge*". C'est au sein de ces complexes que se forment de nouvelles étoiles, que meurent les plus anciennes... ; phénomènes constituant les principaux processus d'évolution des galaxies. C'est plus précisément la formation des étoiles que nous avons choisi d'étudier ici. Comment le Soleil a-t-il pu se former ?

On sait que c'est à partir de concentrations de matière (gaz et poussières) contenues dans les galaxies et situées entre les étoiles (d'où le nom de milieu interstellaire) que naissent celles-ci. Ces régions sont appelées de manière imagée des *maternités d'étoiles* (nuages moléculaires dans le langage astrophysique) et peuvent produire jusqu'à plusieurs centaines de Soleils simultanément.

Lors de lectures ou de conférences, on peut cependant remarquer que les mots "*milieu interstellaire*" (ou MIS) sont souvent utilisés pour désigner de nombreux objets ou faire référence à de multiples notions. En effet, le MIS peut avoir des significations très variées englobant plusieurs domaines astrophysiques et de nombreux sujets d'étude. Il est donc nécessaire de préciser dans cette thèse ce que l'on entend par MIS. Dans ce travail de recherche, on s'appuie sur la définition établie grâce aux nombreuses observations obtenues au fil des ans. Ces détections nous permettent d'avoir une vision éclairée de la composition du milieu interstellaire en classifiant tout d'abord le MIS en divers "types" de milieux.

On peut ainsi définir le milieu interstellaire par quatre composants principaux occupant la majeure partie de son **volume total**.

◇ Il y a le *milieu dit froid (neutre et moléculaire)* ayant une densité en hydrogène

¹Phrase de l'astrophysicien Hubert Reeves

d'environ 30 cm^{-3} et une température cinétique moyenne de 100 K.

- ◇ Il y a *le milieu dit chaud (neutre)* ayant une densité en hydrogène d'environ 0.3 cm^{-3} et une température cinétique moyenne de 8000 K.
- ◇ Il y a *le milieu dit chaud (ionisé)* défini par la même gamme de densité et de température cinétique mais constitué principalement d'hydrogène ionisé.
- ◇ Enfin, il y a *un milieu dit très chaud (ionisé aussi)* de densité de $3 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ et de température cinétique moyenne de 10^6 K .
- ◇ Un cinquième composant peut également être rajouté à cette liste, mais il n'occupe qu'une **faible partie du volume total** du MIS, c'est *le milieu dit dense et froid* (de 10^3 cm^{-3} à 10^7 cm^{-3} en densité et de 10 K à environ 100-150 K en température cinétique). Ce milieu est composé principalement de gaz *neutre et moléculaire*. Il n'est pas à l'équilibre de pression thermique ($P_k \neq nT \sim 3 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ pour le voisinage solaire) comme les quatre autres phases du MIS, précédemment décrites. Les spécialistes du MIS identifient une composante particulière dans ce milieu, les cœurs denses (ou cœurs préstellaires). Ces cœurs denses sont généralement les parties les plus profondes et les plus denses des nuages moléculaires contenus dans les galaxies. De petites tailles ($\approx 0.1 \text{ pc}$), ils correspondent aux derniers stades de concentration de matière avant la formation des étoiles (densités supérieures à 10^5 cm^{-3} et températures cinétiques moyennes comprises entre 10 et 20 K).

Notre étude se porte ici sur le milieu interstellaire généralement défini comme dense et froid soit des densités de 10^3 cm^{-3} à 10^7 cm^{-3} et des températures cinétiques moyennes de 10 à 150 K.

A partir des observations collectées depuis plusieurs années, on peut aussi définir directement les constituants du MIS. Ceux-ci sont à distinguer en fonction leur état : on parle de la phase gazeuse du milieu interstellaire (étudiée dans cette thèse) et de sa phase solide (poussières ou grains). Chacun existe dans les cinq types de MIS décrits ci-dessus, mais dans des proportions variées suivant l'activité de formation d'étoiles de la galaxie. Dans le milieu qui nous intéresse ici (dit dense et froid), les poussières & grains ont un rôle très important puisqu'ils absorbent une partie du rayonnement FUV provenant des étoiles jeunes et massives nouvellement formées (on parle d'écrantage), évitant ainsi à certaines espèces d'être photodissociées. C'est via, entre autres, l'écran protecteur des poussières, qu'on peut ainsi trouver des hydrocarbures dans les nuages moléculaires de notre Galaxie (voir la thèse de D. Fossé 2003). Par ailleurs, ces poussières (ou grains) jouent un rôle majeur dans le chauffage du MIS, et dans sa chimie en émettant principalement dans l'IR moyen et lointain. Je ne détaillerai pas ici tous les processus liés aux poussières ainsi que leur caractéristiques car ceux-ci font l'objet, à l'heure actuelle, de nombreuses réflexions et sujets d'études. Dans le travail qui suit, on rappelle que c'est la phase gazeuse que l'on étudie.

Par ailleurs, notre connaissance de la formation des étoiles au sein des galaxies s'appuie aussi sur le fait que le milieu interstellaire peut se transformer en étoiles soit lentement lors de phases d'évolution séculaire, ou, au contraire, peut se dérouler rapidement lors de phases courtes de flambée de formation d'étoiles, provoquant au sein de la galaxie une diminution de sa contenance en gaz et une augmentation de sa masse stellaire. C'est pourquoi nous avons axé nos observations sur diverses galaxies ayant une activité de formation d'étoiles différente les unes des autres. Ainsi, certaines galaxies proches (Arp 220, les Antennes, Centaurus A, Henize 2-10, IC 10, IC 342, IRAS 10565+2448, M 51, M 82, M 83, Markarian 231, NGC 253, NGC 891, NGC 1068, NGC 3079, NGC 4736, NGC 6090 et NGC 6946) ont été sélectionnées pour former notre échantillon de sources. Ce sont des sources, pour la plupart, relativement proches afin de plus facilement les observer et de mieux quantifier leur activité de formation stellaire. C'est l'étude des régions centrales de ces sources qui nous a plus spécifiquement intéressé, car ce sont les régions les plus brillantes. En effet, le maximum

TAB. 1 – Les fréquences et les raies observées.

raies observées	fréquence (en GHz)
CI(3P_1 - 3P_0)	492.162
CI(3P_2 - 3P_1)	809.902
$^{12}\text{CO}(1-0)$	115.271
$^{12}\text{CO}(2-1)$	230.538
$^{12}\text{CO}(3-2)$	345.796
$^{12}\text{CO}(4-3)$	461.041
$^{12}\text{CO}(6-5)$	691.473
$^{12}\text{CO}(7-6)$	806.652

d'émission provient généralement des noyaux de galaxies. La formation d'étoiles est aussi importante dans la production des métaux et la formation des poussières. Notre connaissance de l'histoire de la formation des étoiles (taux de formation passé et présent des galaxies) reste donc la clé pour comprendre l'évolution des galaxies.

Pour accroître notre connaissance de l'activité de formation stellaire dans les noyaux de galaxies, il est indispensable de comparer aux modèles les plus récents, les observations de ces maternités d'étoiles, obtenues avec les instruments les plus perfectionnés. Grâce à ces travaux, des relations statistiques ont pu être établies entre les propriétés de formation d'étoiles des galaxies et leurs caractéristiques globales. Ainsi en observant les galaxies proches on peut mieux comprendre les processus régissant l'activité de formation des étoiles à large échelle [Malhotra et al. 1996, 2001, Boselli et al. 2002...] et, par la suite, on peut utiliser ces résultats dans des modèles à échelle cosmologique pour prévoir la formation d'étoiles des galaxies lointaines. C'est dans ce but, que s'inscrivent donc mes travaux de thèse.

Pour comprendre comment les étoiles se sont formées, il faut comprendre comment le milieu interstellaire, et en particulier dans le sujet qui nous occupe ici, comment le gaz moléculaire, contenu dans les galaxies se refroidit. Étudier le refroidissement du gaz est une manière indirecte de comprendre la formation des étoiles. En effet, le rayonnement ultraviolet (UV) produit principalement par les étoiles jeunes et massives est une des principales sources de chauffage du gaz moléculaire. Ce gaz, situé ainsi dans les régions actives en formation d'étoiles, est plus chaud (à cause du plus fort rayonnement UV des étoiles jeunes) que le gaz situé les régions peu actives. À l'équilibre, le rayonnement du gaz (refroidissement) est proportionnel au chauffage (formation d'étoiles). Il est donc particulièrement intéressant de mieux décrire les processus physiques et chimiques de refroidissement du gaz moléculaire interstellaire pour mieux décrire ceux liés à la formation stellaire.

L'émission du gaz interstellaire correspond plus précisément aux émissions des atomes et molécules qui le constituent. On sait que le gaz contenu dans les galaxies est principalement constitué d'hydrogène, composant fondamental de l'Univers. Cependant, si sa partie moléculaire est assez chaude et assez dense alors l'émission de l'hydrogène (alors sous forme moléculaire) n'est pas facilement détectable. C'est pourquoi, il est préférable d'utiliser les émissions du carbone neutre et du monoxyde de carbone, plus accessibles, le monoxyde de carbone étant constituée de deux éléments parmi les plus abondants dans l'Univers. Il existe plusieurs transitions de C et de CO (raies de structure fine pour le C et raies rotationnelles pour le CO) qui émettent toutes dans le domaine millimétrique-submillimétrique (soit à des longueurs d'ondes $0.3\text{mm} < \lambda < 3\text{mm}$ ou à des fréquences $100\text{ GHz} < \nu < 850\text{ GHz}^2$). C'est

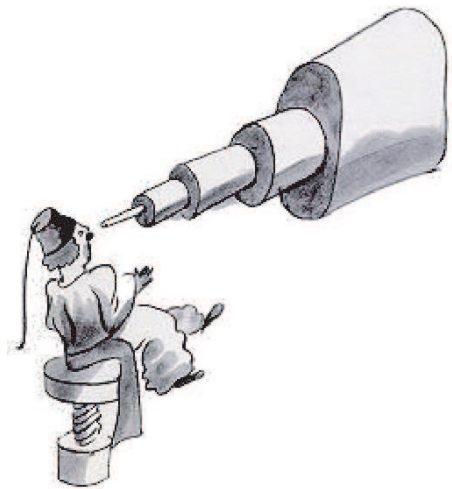
²On rappellera la formule suivante pour passer de λ à ν : $\nu = \frac{c}{\lambda}$ où c est la vitesse de la lumière soit 299

donc dans cette plage du spectre que va finalement se porter notre étude (voir la Table 1 qui présente les diverses raies détectées).

Rentrons maintenant dans le vif du sujet (!) : "*l'étude du refroidissement du milieu interstellaire dans les galaxies proches via les émissions millimétriques et submillimétriques des raies du carbone neutre C et du monoxyde de carbone CO*".

Première partie

Les Observations



Dans cette première partie, j'ai résumé le travail mené durant ma première année de doctorat : le tri des données existantes, l'acquisition de nouvelles données, la calibration et la réduction de tout l'échantillon d'observations ainsi formé. C'est un travail minutieux particulièrement contraignant mais qui est une étape indispensable à la poursuite de ce travail de recherche. Pour que les paramètres déduits des détections soient de bonne qualité et fournissent des informations physiques pertinentes dans l'étape ultérieure de modélisation, il faut obligatoirement porter la plus grande attention à cette étape de traitement mais aussi faire preuve de la plus extrême vigilance.

Pour que le lecteur ne soit pas perdu dans cette partie et les suivantes, et pour qu'il puisse suivre le cheminement du travail effectué sur les données, j'ai choisi de rappeler dans le premier chapitre les quelques principales notions de fonctionnement d'un radiotélescope dans le domaine millimétrique-submillimétrique et de décrire les principaux organes qui le constituent (antenne unique et interféromètres). Ce rappel n'a pas pour but d'exposer les raffinements les plus fins de chaque technique d'observation ; le lecteur intéressé par ces sujets trouvera au fil du texte des références qui pourront assouvir sa soif de connaissances dans ces domaines.

Après ces rappels indispensables, le deuxième chapitre présente la calibration des données à proprement parler. Les différentes sources de pollution qui peuvent contaminer le signal provenant de la source étudiée y sont exposées. Pour extraire le signal réel provenant de l'objet céleste étudié, il faut donc estimer au mieux ces sources de pollution, et les soustraire au signal reçu. Nous verrons que ce n'est pas une chose aisée. Là encore, le but de ce chapitre est d'expliquer les étapes de la calibration qui ont eu lieu mais sans rentrer dans toutes les subtilités de chaque méthode. Un paragraphe est plus spécifiquement consacré à la calibration effectuée sur les données interférométriques car elle représente une technique un peu particulière.

Une fois la calibration des données effectuée, on présente dans le chapitre trois non seulement les spectres obtenus mais aussi chaque source observée. Ces sources sont des galaxies, pour la plupart proches de la Voie Lactée ($D < 10$ Mpc). On a observé surtout les noyaux de ces galaxies, très actifs en terme de formation d'étoiles. Pour des galaxies ciblées, quelques positions en dehors des noyaux, principalement dans la région des bras spiraux (eux aussi actifs en formation d'étoiles) ont été obtenus, en vue d'une future comparaison entre l'efficacité à former des étoiles dans les disques et dans les noyaux.

Les deux derniers chapitres de cette partie sont consacrés à la description des paramètres déduits des observations réduites : les valeurs qui vont contraindre les modèles (Chap. 4) et le calcul du taux de refroidissement observé du gaz moléculaire dans les noyaux de galaxies de certaines sources (Chap. 5). On sait que la valeur du taux de refroidissement observé dépend du degré de complétude de l'échantillon de données que l'on a sur chaque galaxie. C'est pourquoi un choix parmi toutes les cibles de notre échantillon de sources a dû être fait pour ne calculer ce taux observé que sur les cibles qui présentaient un échantillon de données le plus complet possible ; en attendant de pouvoir compléter les échantillons de données des autres galaxies.

CHAPITRE 1

Le fonctionnement des radiotélescopes

Sommaire

1.1 Un radiotélescope à antenne unique (<i>single dish</i>)	10
1.1.1 la surface collectrice	10
1.1.2 les récepteurs et les analyseurs de spectres	14
1.2 Un interféromètre (plusieurs antennes uniques travaillant simultanément)	19
1.2.1 La phase (φ), élément crucial dans l'interférométrie	19
1.2.2 Le corrélateur	22
1.2.3 Autres effets spécifiques de l'interférométrie	22
1.3 Conclusion	22

Depuis plusieurs décennies, la recherche dans le domaine des fréquences radios (ou longueurs d'onde submillimétrique, millimétrique, centimétrique et métrique) s'est énormément développée grâce à l'émergence de nombreux radiotélescopes. Ces radiotélescopes sont des antennes qui collectent les rayonnements électromagnétiques provenant d'une certaine région du ciel. Des sources de nature très diverses sont à l'origine de ces rayonnements, qu'elles soient proches ou plus lointaines : les objets du système solaire (planètes, comètes, satellites...), les étoiles, le gaz et les poussières interstellaires, les galaxies et l'Univers lointain.

Le domaine des radiofréquences se divise principalement en deux catégories : d'un côté on regroupe les domaines millimétrique et submillimétrique et de l'autre côté, les domaines centimétrique et métrique. La distinction entre ces deux branches se fait surtout par les différentes techniques utilisées pour la construction de leurs instruments de détection respectifs. Dans la suite de ce manuscrit, on ne s'intéressera qu'au fonctionnement et qu'aux méthodes d'observation des radiotélescopes appartenant aux domaines millimétrique et submillimétrique (pour des longueurs d'ondes $0.3\text{mm} < \lambda < 3\text{mm}$ soit des fréquences $100\text{ GHz} < \nu < 850\text{ GHz}$ ¹). On ne s'intéressera pas aux techniques ni aux méthodes employées dans les domaines centimétrique et métrique.

Les radiotélescopes (dorénavant on ne précisera plus "dans les domaines millimétrique et submillimétriques") sont constitués de deux principaux éléments (voir la Fig. 1.1 et la Sect. 1.1) : l'antenne (ou surface collectrice) et les récepteurs-analyseurs de spectres.

Afin de mieux comprendre comment une antenne radio fonctionne il est nécessaire de rappeler quelques principes de base sur les propriétés de propagation d'un rayonnement électromagnétique :

¹On rappellera la formule suivante pour passer de λ à ν : $\nu = \frac{c}{\lambda}$ où c est la vitesse de la lumière soit $299\,792\,458\text{ ms}^{-1}$.

- Un rayonnement électromagnétique est une onde avec une certaine longueur d'onde (λ) correspondant à une fréquence ($\nu = \frac{\lambda}{c}$ où c est la vitesse de la lumière soit 299 792 458 ms^{-1}), une amplitude (A) ainsi qu'une phase (φ).
- Pour les techniques "radios", les optiques combinées avec les récepteurs détectent non seulement l'amplitude A du signal mais aussi sa phase φ (principe essentiel pour l'interférométrie). Plus précisément, la détection par un mélangeur (voir la sous section 1.1.2) permet de conserver l'information sur la phase du signal parce que l'étape de détection mesure l'amplitude complexe de l'onde et non uniquement son intensité proportionnelle à A^2 (comme par exemple dans le domaine optique avec une caméra CCD ou un bolomètre).

Dans la réalité, le signal que reçoit une antenne est contaminé par de nombreuses sources externes et internes aux télescopes (voir la Partie 1 Chap. 2) mais les principes énoncés ci-dessus restent valides.

Pour sonder les échelles et les régions les plus petites au sein d'une galaxie ou, plus généralement dans l'Univers, une grande résolution angulaire et une grande sensibilité sont nécessaires. C'est pourquoi ont été construits des réseaux de radiotélescopes que l'on appelle des interféromètres. Le principe de fonctionnement de ces instruments est basé sur la superposition des signaux captés par plusieurs antennes uniques disposées côte-à-côte selon un schéma défini. Ce genre d'instrument tient compte à la fois des techniques utilisées sur les antennes uniques mais nécessite aussi des méthodes propres (voir la Sect. 1.2). Les étapes de combinaison des signaux provenant des différentes antennes ainsi que celles de la calibration des données ainsi acquises (Voir la Partie 1 Chap. 2 Sect. 2.3) sont très spécifiques.

1.1 Un radiotélescope à antenne unique (*single dish*)

1.1.1 la surface collectrice

Dans les domaines millimétrique et submillimétrique les surfaces collectrices sont très similaires à celles utilisées dans le domaine visible : voir les photos présentées dans les Figs. 1.2, 1.3 et 1.4 soit respectivement le radiotélescope du *Caltech Submillimeter Observatory*² (*CSO*) et les radiotélescopes de l'Institut de Radio Millimétrique (*IRAM*)³ : l'*IRAM-30m* et l'interféromètre de l'*IRAM-Plateau de Bure*). C'est deux types de télescopes sont semblables notamment par l'utilisation de la configuration Cassegrain (voir la Fig. 1.5). Dans les domaines millimétrique et submillimétrique, les diamètres des surfaces collectrices (ou diamètres de l'antenne, D) sont compris entre quelques mètres et quelques dizaines de mètres. Pour optimiser la détection d'un signal, cette surface (miroir primaire⁴), souvent composée de nombreux réflecteurs, décrit un paraboloïde aussi parfait que possible. Les radiotélescopes sont également pourvus d'un miroir secondaire de forme hyperbolique pouvant rapidement se déplacer pour sonder une position de référence, on appelle le secondaire vibrant, le *wobbler*.

L'efficacité d'une antenne à capter un signal du ciel peut être décrit par les deux principaux paramètres suivants : le rendement dans l'axe de l'antenne et la réponse directionnelle de l'antenne (ou diagramme de rayonnement). Il est d'usage d'utiliser une unité (que l'on définira) spécifique à la détection millimétrique et submillimétrique, c'est la température d'antenne (T_A). Rappelons que l'on s'intéresse ici aux principaux paramètres pouvant décrire une antenne **réelle** qui possède par définition un certain nombre d'imperfections en comparaison

²Voir le site internet : <http://www.submm.caltech.edu/cso/>

³Voir le site internet : http://iram.fr/IRAMFR/PDB/pictures/present_plateau.html

⁴Pour les antennes uniques fonctionnant aux radiofréquences, il est d'usage, pour décrire le système collectant le signal, d'employer les mots d'*optiques* et de *miroirs* normalement réservés au domaine du visible.

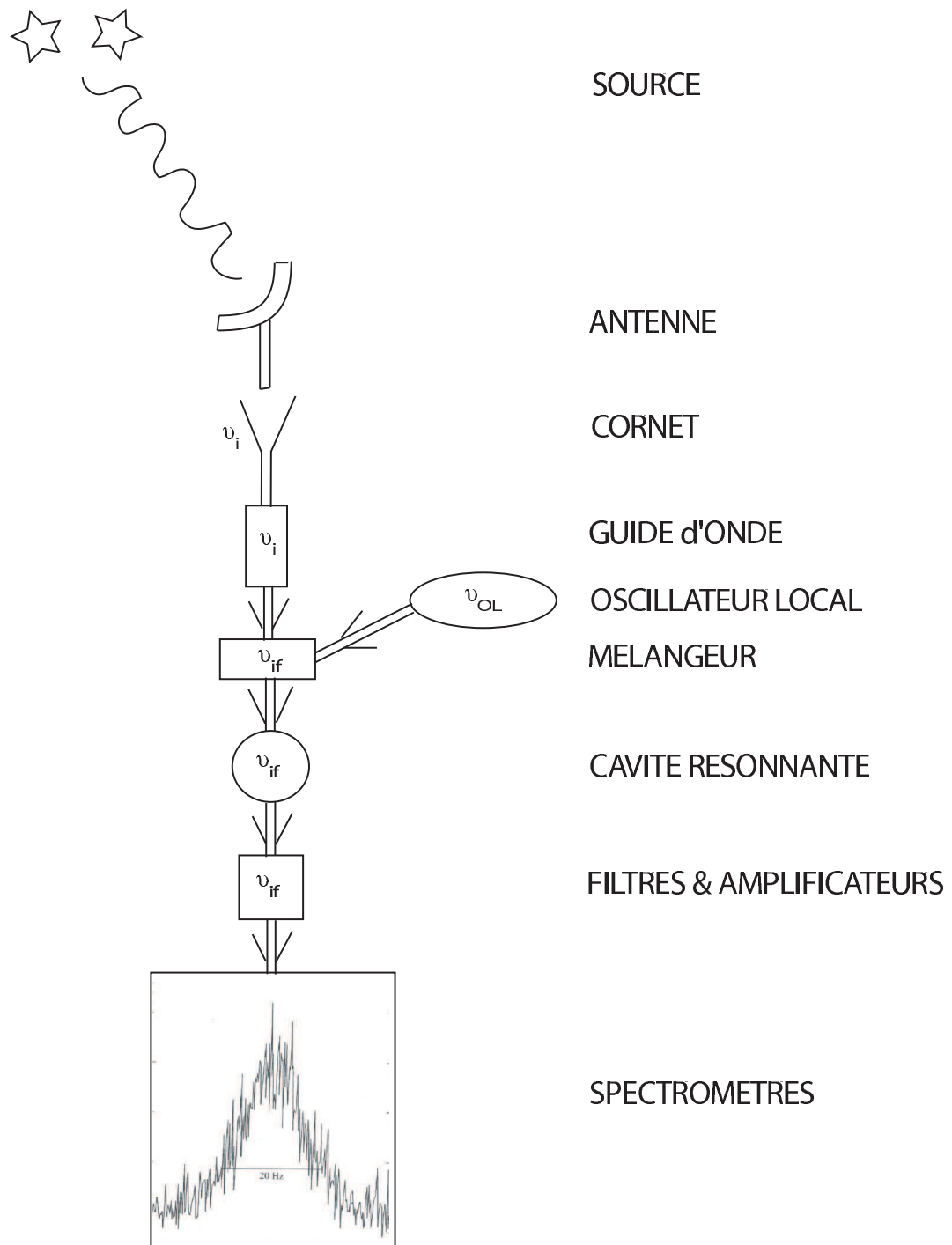


FIG. 1.1 – Trajet qu'effectue le signal lors de sa détection, depuis l'antenne où le signal est collecté jusqu'aux spectromètres où il est analysé (obtention d'un spectre). Chaque instrument rencontré est décrit dans le texte. Les flèches symbolisent le sens de propagation du signal. Les fréquences des signaux au niveau de chaque instrument sont aussi précisées ($\nu_i, \nu_{OL}, \nu_{IF}$).



FIG. 1.2 – L'antenne du *Caltech Submillimeter Observatory* de 10m de diamètre située sur le sommet du Mauna Kea (Hawaii - USA). La longitude et la latitude du radiotélescope sont de $155^{\circ} 27 \text{ min } 22.8 \text{ sec}$ - Ouest et $19^{\circ} 45 \text{ min } 32.4 \text{ sec}$ - Nord.



FIG. 1.3 – L'antenne de 30m de diamètre de l'*IRAM* basée sur le sommet du Pico Veleta (Espagne). La longitude et la latitude du radiotélescope sont de 33.36° - Ouest et 37.06° - Nord.



FIG. 1.4 – L'interféromètre de l'IRAM - Plateau de Bure (France) avec ses 6 antennes de 15 m de diamètre. La longitude et la latitude de l'interféromètre sont de $05^{\circ} 54 \text{ min } 28.5 \text{ sec}$ - Est et $44^{\circ} 38 \text{ min } 02.0 \text{ sec}$ - Nord.

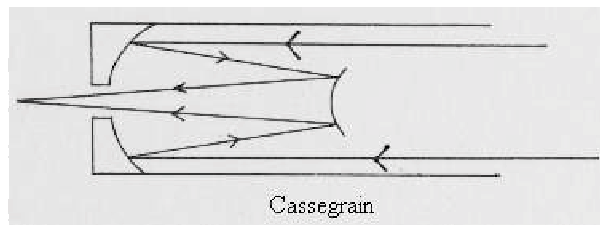


FIG. 1.5 – Principe de fonctionnement d'un télescope (radio ou visible) construit dans une configuration Cassegrain. Le signal du ciel vient de droite, se réfléchit sur le miroir primaire (parabolique) puis sur le miroir secondaire (hyperbolique) et atteint enfin les détecteurs placés juste derrière le miroir primaire (au foyer).

avec une antenne **parfaite ou idéale**.

- **le rendement dans l'axe de l'antenne** : Le plus important paramètre pour décrire une antenne réelle est son rendement dans l'axe qui peut diminuer à cause d'un désalignement des optiques plus ou moins important. Ce défaut d'alignement des optiques peut résulter de trois phénomènes : la **défocalisation**, l'**astigmatisme** et le phénomène de **coma**. L'**astigmatisme** d'une antenne est dû aux contraintes mécaniques et/ou thermiques complexes qui s'exercent sur celle-ci. Ce phénomène bien que facilement identifiable sur les données (déformation du lobe principal), est généralement très difficile à corriger. La **défocalisation** est provoquée par le déplacement du miroir secondaire par rapport à l'axe du télescope. Ce phénomène est lui, facilement détecté et mesurable à partir des données. Sa correction est relativement simple en se servant de sources intenses comme les planètes. Contrairement aux deux précédents phénomènes, la **coma** engendre une erreur de pointage. Elle se manifeste à cause d'un déplacement similaire à celui responsable de la défocalisation mais dans l'axe transverse des optiques. On la corrige en vérifiant régulièrement le pointage de l'antenne (voir la Partie 1 Chap. 2 Sect. 2.2). On regroupe sous une même variable les perturbations engendrées par ces trois phénomènes qui dégradent le signal reçu : c'est le rendement dans l'axe de l'antenne réelle ou rendement de surface (η_A). Cette variable tient également compte des défauts ou irrégularités de la surface matérialisant les différences pouvant exister entre une antenne réelle et une antenne idéale. Ces défauts de surface représentent des déformations permanentes qu'il est impossible de modifier et qui se répercutent donc sur le signal capté. Ces irrégularités de surface ne peuvent pas être exprimées sous une

forme mathématique simple. On verra dans la Partie 1 Chap. 2 Sect. 2.2 comment on peut néanmoins corriger les signaux reçus des pollutions représentées par η_A .

- **La réponse directionnelle de l’antenne (ou lobes)** : C’est une caractéristique fondamentale pour définir les capacités d’une antenne à sonder des régions du ciel à des échelles plus ou moins fines. La réponse directionnelle d’une antenne est définie par ce qu’on appelle le diagramme de rayonnement. Celui-ci contient plusieurs lobes : principal, secondaires et d’erreurs (voir la Fig. 1.6 **A**). La résolution angulaire d’une antenne, permettant de sonder diverses échelles dans la matière, est directement liée à la taille du lobe principal (θ_{mb}). Celle-ci est inversement proportionnelle au diamètre de l’antenne (D) et proportionnelle à la longueur d’onde étudiée (λ) via la formule : $\theta_{mb} \propto \lambda / D$. Pour mieux comprendre les propriétés physiques de la matière, les astronomes cherchent à observer les plus petites échelles de l’Univers. Ils ont donc besoin d’une grande résolution angulaire donc d’une taille de lobe principal assez fine (θ_{mb}). Ceci implique, via la formule précédente que, pour une λ donnée, le diamètre de l’antenne D doit augmenter (voir la Fig. 1.7). Des problèmes techniques pour la construction et le coût de l’antenne se posent alors. Plus on augmente D , plus il est difficile de conserver une bonne qualité de surface (donc de conserver une sensibilité élevée) et plus les lobes parasites (secondaires et d’erreurs) deviennent intenses (voir la Fig. 1.6 **B**). C’est pourquoi, au lieu de construire une antenne de grand diamètre, on préfère construire plusieurs antennes de diamètre (et de coût) raisonnable : on obtient un interféromètre (voir la Sect. 1.2). Le lobe principal de cet interféromètre est alors appelé lobe principal synthétisé puisqu’il résulte de la combinaison des lobes principaux de chaque antenne (en tenant compte des distances séparant celles-ci). Cette technique donne accès dans de bien meilleures conditions à la haute résolution angulaire, soit l’accès aux plus petites échelles de la matière contenue dans l’Univers. Ce lobe principal synthétisé reste cependant sensible aux turbulences atmosphériques au même titre que le lobe principal d’une antenne unique de grand diamètre. En effet, les effets de la turbulence atmosphérique sont d’autant plus importants que l’antenne a une taille de lobe principal petite (donc une grande résolution angulaire).
- **la température d’antenne (T_A)** : Il est d’usage d’utiliser une unité très pratique pour décrire les signaux reçus d’une antenne unique : la température d’antenne T_A . T_A correspond à la puissance reçue par l’antenne d’une source de distribution de brillance $B_\nu(T)$ (voir l’Eq. 6.3 dans la Partie 2 Chap. 6). C’est en unité de T_A^* que les données sont fournies généralement à l’observateur où $T_A^* = T_A$ corrigée des effets atmosphériques. T_A comme T_A^* sont décrites très précisément (formules) dans la thèse de D. Teyssier (2002). Nous ne redétaillerons pas ici ces équations.

1.1.2 les récepteurs et les analyseurs de spectres

Une autre composante fondamentale pour le fonctionnement d’un radiotélescope est l’ensemble que forme les récepteurs et les analyseurs de spectres. Nous allons décrire (voir le schéma de la Fig. 1.1) le chemin parcouru par le signal capté, depuis la sortie de l’antenne jusqu’aux analyseurs de spectres (ou spectromètres, *backends*). Nous décrirons ainsi au fur et à mesure les instruments (récepteurs et analyseurs) rencontrés tour à tour.

Le signal capté par l’antenne (ou surface collectrice) est envoyé aux récepteurs dont le but est de collecter le plus efficacement possible le dit signal, de l’amplifier à un niveau optimum pour les spectromètres puis de leur transmettre, le tout en minimisant les bruits produits lors

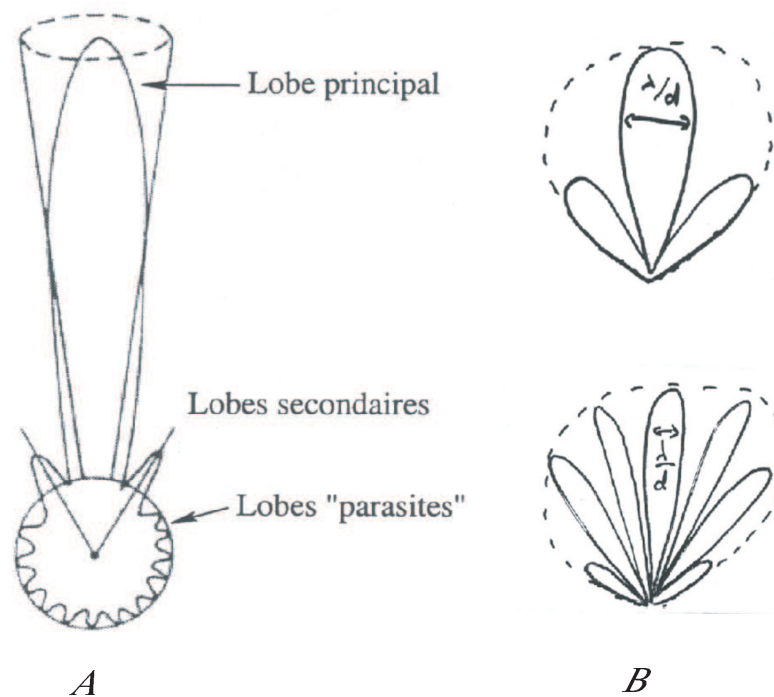


FIG. 1.6 – **A** : Diagramme polaire de la réponse directionnelle d'une antenne unique : sont représentés le lobe principal, les lobes secondaires et d'erreurs ; **B** : Schéma permettant de visualiser les effets d'une augmentation du diamètre D de l'antenne sur la taille des lobes.

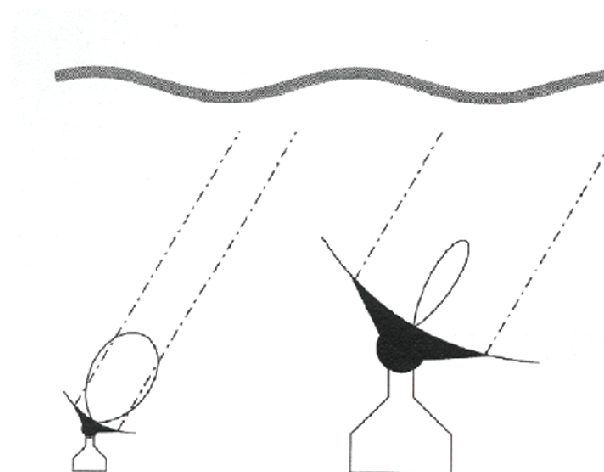


FIG. 1.7 – Représentation de la taille du lobe principal d'une antenne unique de faible diamètre D (à gauche), de grand diamètre (à droite).

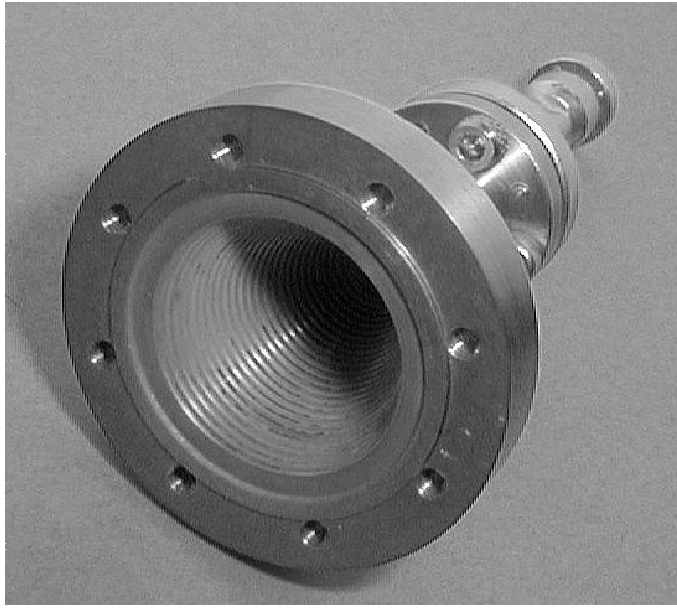


FIG. 1.8 – Un cornet pour la fréquence de 150 GHz à l'IRAM-30m.

de ces diverses étapes.

Le premier instrument que rencontre le signal capté se situe dans le plan focal de l'antenne : c'est un *cornet* (voir Fig. 1.8). Le cornet est un collecteur. Il reçoit directement l'énergie captée par l'antenne et permet à l'onde incidente de rentrer dans *le guide d'onde*. Le diamètre du cornet est directement proportionnel à la longueur d'onde étudiée. Il permet aussi d'adapter l'impédance du vide (air) à celle du guide d'onde.

Le deuxième instrument rencontré par le signal est donc *le guide d'onde* qui a une impédance dépendant de sa géométrie et du matériau de son isolant. Le guide d'onde sélectionne une polarisation de l'onde ⁵ et la mène jusqu'à une *cavité résonnante* où elle est alors transformée en courant puis transportée par des câbles coaxiaux vers les *spectromètres*.

Mais avant d'entrer dans la cavité résonnante et d'être transmise aux analyseurs de spectres, l'onde incidente (de fréquence initiale ν_i) est amplifiée par la superposition d'un signal de bruit nul, de puissance adaptée et de fréquence (ν_{OL}). Ce signal (de fréquence ν_{OL}) est créé par un *oscillateur local* (voir la Fig. 1.1). On superpose alors les deux signaux de fréquences ν_i et ν_{OL} dans un *mélangeur*. Celui-ci va donner en sortie des signaux de fréquence dite intermédiaire ν_{IF} , égale à la différence (en valeur absolue) entre ν_i et ν_{OL} (voir les Figs. 1.9 **A**) et **B**)).

Pour décrire ce processus de mélange, on emploie souvent le terme de chaîne (ou récepteurs) *hétérodyne(s)*. Remarquons que le mot "hétérodyne" peut avoir différents sens suivant les personnes qui l'emploient. Le lecteur doit ici comprendre ce mot comme pour simplement notifier l'utilisation d'un mélangeur réalisant une conversion basse du signal ⁶. En effet, le signal de fréquence ν_i , est au final décalé vers les fréquences plus petites (ν_{IF}), tout en conservant sa phase. A la fin de cette chaîne de détection hétérodyne on récupère alors des signaux de fréquence $\nu_{IF} = \nu_i - \nu_{OL}$ et $\nu_{IF} = \nu_{OL} - \nu_i$. Dans les deux cas, on parle de conversion

⁵Pour conserver toute l'information sur la polarisation de l'onde incidente, deux détecteurs croisés sont nécessaires.

⁶Cette définition correspond à celle prise par les ingénieurs et qui sera utilisée dans tout ce qui suit. Pour les astronomes, les mots "récepteurs hétérodynes" sont plutôt associés à des observations spectroscopiques tandis que les physiciens considèrent que le mot "hétérodyne" signifie une conservation de la phase (φ) du signal.

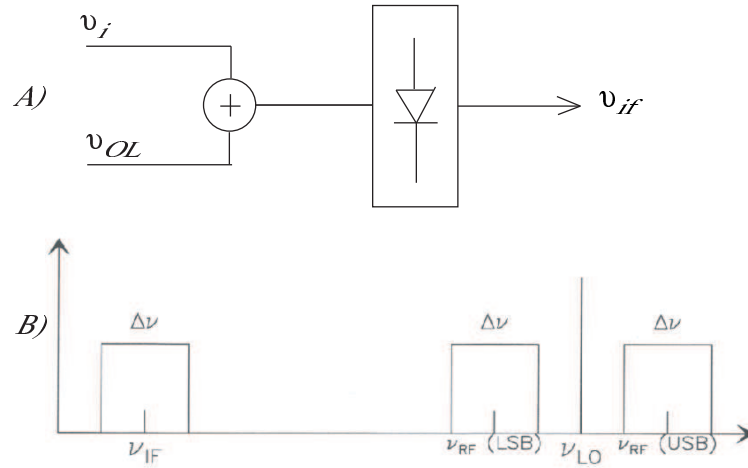


FIG. 1.9 – **A)** : Schéma de principe de fonctionnement d'un mélangeur : le signal reçu de l'antenne a une fréquence ν_i et le signal reçu de l'oscillateur local a une fréquence ν_{OL} (ici ν_{LO}). Les deux signaux sont sommés et un signal de fréquence ν_{IF} ressort du mélangeur. C'est la conversion hétérodyne basse d'un signal ; **B)** : Représentation dans l'espace en fréquence de la conversion hétérodyne basse. On obtient deux bandes dites latérale supérieure (USB) ou latérale inférieure (LSB) où le signal est à la fréquence ν_{IF} .

basse du signal (ou *down conversion*, voir la Fig. 1.9 **A**)).

Les deux signaux obtenus en sortie du mélangeur (de fréquence ν_{IF}) sont récupérés respectivement dans la bande latérale supérieure ($\nu_i > \nu_{OL}$) (ou *upper side band*, *USB*) et dans la bande latérale inférieure ($\nu_{OL} > \nu_i$) (ou *lower side band*, *LSB*) (voir la Fig. 1.9 **B**)). Il est aussi possible de travailler en simple bande grâce à un filtrage de l'une des bandes à la sortie du mélangeur. En effet, certains signaux (ciel, autre raie proche de celle étudiée,...) peuvent polluer l'une ou l'autre des deux bandes, il est alors préférable de travailler en simple bande (ou *single side band*, *SSB*). A la sortie du mélangeur, les signaux (de fréquence ν_{IF}) peuvent être filtrés (simple ou double bande) et amplifiés (pour une meilleure analyse dans les spectromètres).

La raison de cette conversion hétérodyne basse se justifie par le fait que peu d'instruments sont capables de traiter des signaux millimétriques ou submillimétriques et qu'aucun spectromètre n'existe pour ces longueurs d'ondes. La place dans la chaîne de détection de la conversion hétérodyne basse n'est pas non plus discutable puisqu'aucun amplificateur puissant n'est disponible dans le domaine millimétrique ou submillimétrique à l'exception de la bande à 3mm, mais pour cette bande, les amplificateurs ne sont pas encore compatibles avec les propriétés de certains mélangeurs (SIS).

Le signal amplifié (de fréquence ν_{IF}) est donc transmis aux analyseurs de spectres. Ceux-ci reçoivent le signal via des câbles coaxiaux (voir la Fig. 1.1). Les spectromètres sont les instruments capables de fournir idéalement l'intensité captée par l'antenne ($I(\nu, \alpha)$) en fonction de la fréquence (ν) et de la direction (α) de la source étudiée⁷. En réalité, les spectromètres ne peuvent pas fournir exactement la quantité $I(\nu, \alpha)$ puisqu'ils échantillonnent le signal reçu sur des fréquences et que cet échantillonnage ne peut pas être parfait. La capacité d'un spectromètre à distinguer la variation du signal incident avec la fréquence est appelée la résolution du spectromètre ($R = \frac{\nu}{\Delta\nu}$). Par construction, les spectromètres, sont affectés de distorsions et d'aberrations. Ces phénomènes imposent non seulement une résolution finie mais aussi ne

⁷Si l'information est fournie simultanément pour plusieurs valeurs de α , un *spectro-imageur* est nécessaire.

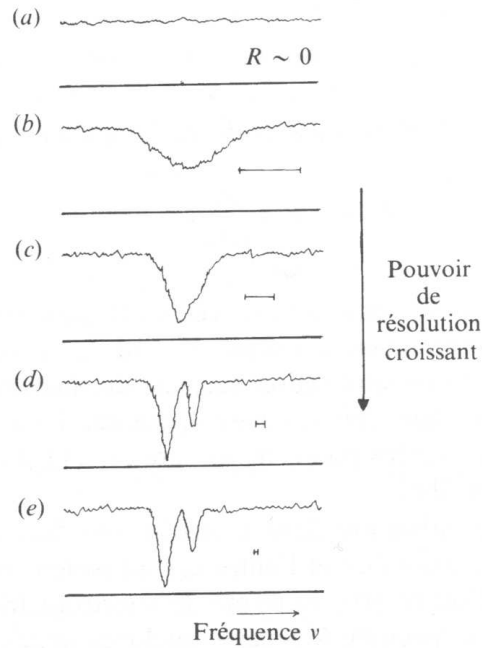


FIG. 1.10 – Observation d'une raie spectrale avec une résolution $R \left(\frac{\nu}{\Delta\nu} \right)$ croissante. (a) $R \approx 0$; (b) La raie apparaît; (c) la raie paraît double, mais non résolue; (d) les deux raies sont résolues et (e) la largeur propre des raies est atteinte et augmenter R ne change rien. Le trait horizontal fixe la largeur instrumentale utilisée.

permettent d'étudier le signal que sur un intervalle de fréquence limité (appelé la largeur de bande du spectromètre, B_{sp}). Le signal étudié est donc en fait un *élément spectral de largeur B_0 au voisinage de la fréquence ν_0 réparti sur B_{sp} en fonction de la résolution R* (voir l'influence de la résolution sur les observations grâce à la Fig. 1.10).

Pour optimiser l'analyse de ce signal, il est possible durant les observations au *CSO* de se servir de différents spectromètres simultanément ayant donc des résolutions et des largeurs de bandes B_{sp} différents. En comparant et en sommant les signaux issus de chaque analyseur de spectres, on accroît les informations collectées (voir la description des observations dans la Partie 1 Chap. 3) en minimisant les artefacts que chaque spectromètre peut provoquer.

Les spectromètres utilisés pour les radiofréquences sont adaptés afin d'obtenir pour ce domaine, dans le temps de mesure le plus court possible, l'information maximale. Ce sont donc soit des spectromètres multicanaux, des spectromètres acousto-optiques ou des spectromètres à autocorrélation. Par abus de langage, on appelle plus généralement ces instruments des spectromètres hétérodynes pour les différencier des spectromètres utilisés dans les autres domaines de longueurs d'ondes. Ce sont eux qui fournissent les spectres de raies (voir la Partie 1 Chap. 3) desquels nous déduisons les paramètres physiques (température cinétique, densité du gaz, champ de rayonnement...) des noyaux de galaxies étudiés (voir la Partie 2 Chaps. 6, 7 et 8). Pour plus de précision sur le fonctionnement de chaque type de spectromètre, se référer au livre de P. Lena (1996⁸).

En résumé, un radiotélescope est un instrument qui permet la détection des signaux célestes via une antenne et une chaîne de détection. Quand l'antenne capte un signal, ce signal est une addition de ce qu'émet l'objet céleste étudié, la couche d'atmosphère traversée, les struc-

⁸"*Astrophysique : Méthodes physiques de l'observation*", deuxième édition, SAVOIRS ACTUELS, InterEditions / CNRS Editions

tures environnant le télescope (sol, cabine...), l'antenne elle-même et ses récepteurs. L'étape qui consiste à isoler le signal issu de l'objet étudié du reste du signal détecté, est donc une étape cruciale : c'est la calibration. Plusieurs techniques et méthodes existent et sont exposées dans la Partie 1 Chap. 2.

Pour pouvoir observer des régions aux échelles les plus petites, il faut, comme on l'a vu, accroître la résolution angulaire de l'antenne. Pour cela, on utilise donc l'interférométrie. Dans ce qui suit, les principaux organes d'un interféromètre sont détaillés.

1.2 Un interféromètre (plusieurs antennes uniques travaillant simultanément)

Pour augmenter le pouvoir de résolution d'une antenne, il faut accroître sa surface collectrice en préservant sa sensibilité, ses qualités de pointage, de rendement dans l'axe, d'efficacité. Si l'on veut rester sous un système d'antennes uniques des limitations au niveau de la construction comme du coût apparaissent. Il est alors plus rentable d'utiliser l'interférométrie, c'est-à-dire la combinaison de plusieurs antennes uniques de taille et de coût raisonnables.

Cette technique de combinaison des signaux n'est pas pour autant une chose aisée à réaliser. En effet, non seulement les problèmes posés par la détection avec des antennes uniques persistent (bruit dû à la surface collectrice, aux récepteurs...) mais d'autres problèmes tout aussi fondamentaux, doivent être pris en compte. En sommant simplement des signaux venant d'antennes différentes, il n'est pas possible d'obtenir de détection. Pour obtenir une mesure, il faut tenir compte d'un élément essentiel dans le signal reçu : sa phase (voir les deux principes de base d'électromagnétisme énoncés au début du chapitre). De plus, pour combiner de manière cohérente les signaux des différentes antennes, il faut disposer de nouveaux instruments : les corrélateurs. La taille des sources, comme le fait d'avoir une largeur de bande (en fréquence) finie, imposent également certaines contraintes au système. Dans le cas de l'interférométrie radio, la largeur de bande est seulement limitée par le mélangeur.

Un interféromètre hétérodyne est ainsi composé d'antennes, de récepteurs (voir la description de ces deux objets dans la Sect. 1.1), de corrélateurs et d'un grand nombre de câbles et connections. Nous ne décrivons ici que le principe de base du fonctionnement d'un interféromètre et les problèmes rencontrés dans ce type d'observations (pour plus d'informations se référer au rapport de conférences de l'école d'été d'interférométrie de l'IRAM⁹).

1.2.1 La phase (φ), élément crucial dans l'interférométrie

En interférométrie, les radiotélescopes ne peuvent combiner les signaux que s'ils ont le même état de polarisation donc la même direction de leur champ électrique respectif soit que la phase relative (angle) entre les deux directions de polarisation soit nulle (modulo 2π). Il est donc très important d'étudier avec la plus grande attention la phase des signaux reçus par les antennes.

On peut faire interférer des signaux de plusieurs façons mais toutes sont confrontées à ce même problème de la phase. En effet, la géométrie de l'interféromètre (plus précisément, l'orientation relative des antennes, soit les lignes de base \vec{b} , ainsi que l'orientation globale de l'interféromètre par rapport à la direction de propagation des ondes reçues \vec{s} cause un décalage (ou retard) de phase (τ_G) dans la phase des signaux issus de chaque antenne : $\tau_G = \frac{\vec{b} \cdot \vec{s}}{c}$ par rapport au signal reçu par une autre antenne choisie comme référence (voir la Fig. 1.11). Pour simplifier prenons le cas d'un interféromètre à deux antennes comme on peut le voir sur la Fig. 1.11.

⁹"IRAM : Millimeter Interferometry Summer School", proceedings from IMISS2, edited by A. Dutrey, ISBN 2-9516869

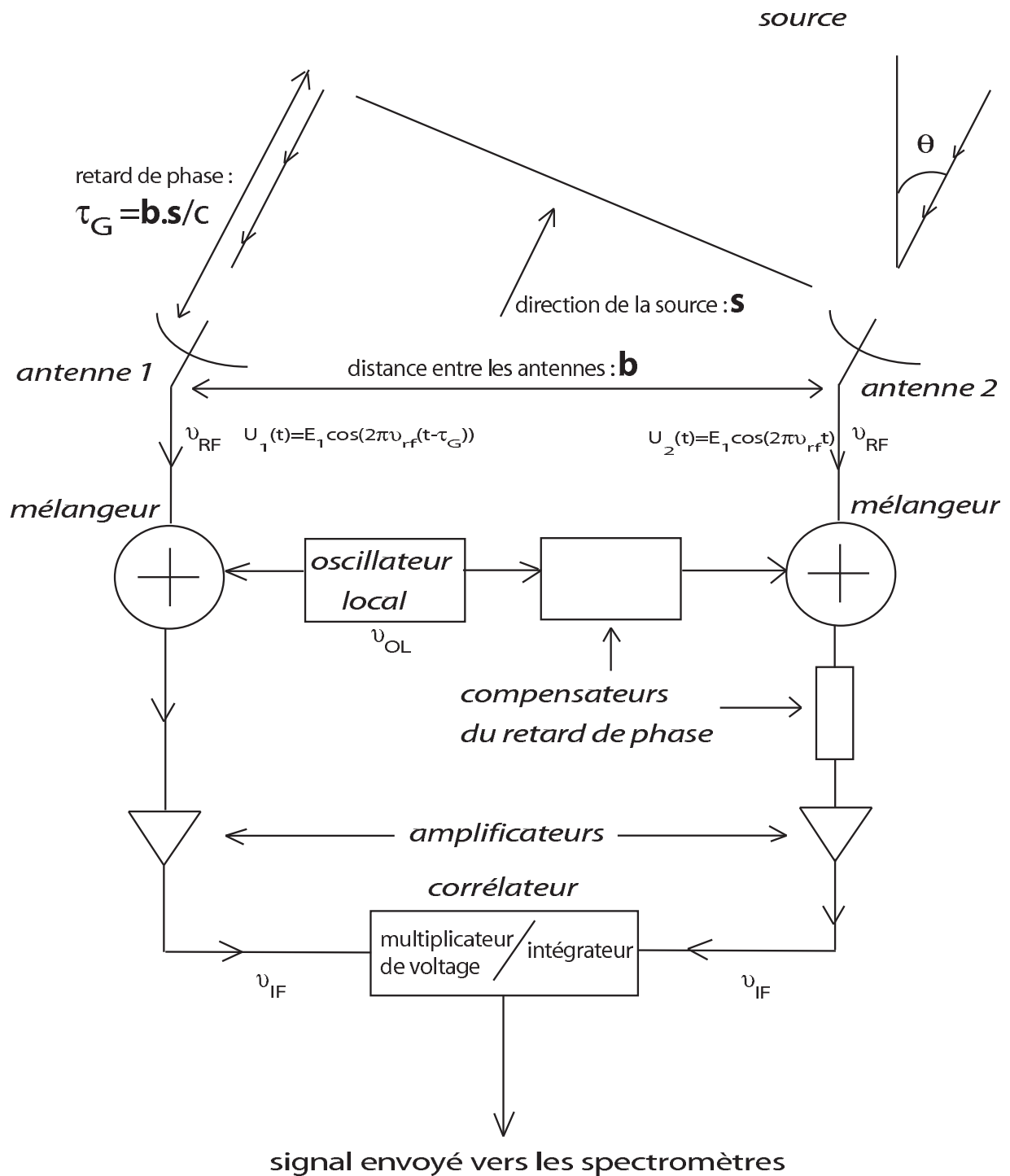


FIG. 1.11 – Schéma représentant le fonctionnement d'un interféromètre hétérodyne à deux antennes avec un système compensant le retard de phase τ_G . On suppose que les signaux à la sortie des deux antennes sont de la forme $U_1(t)$ et $U_2(t)$ où $E_1 = E_2$ sont les amplitudes des signaux respectivement de l'antenne 1 et 2. On retrouve aussi le mélangeur et l'oscillateur local, fonctionnant tous deux comme dans le cas d'une antenne unique. Le corrélateur (voir texte) est aussi représenté.

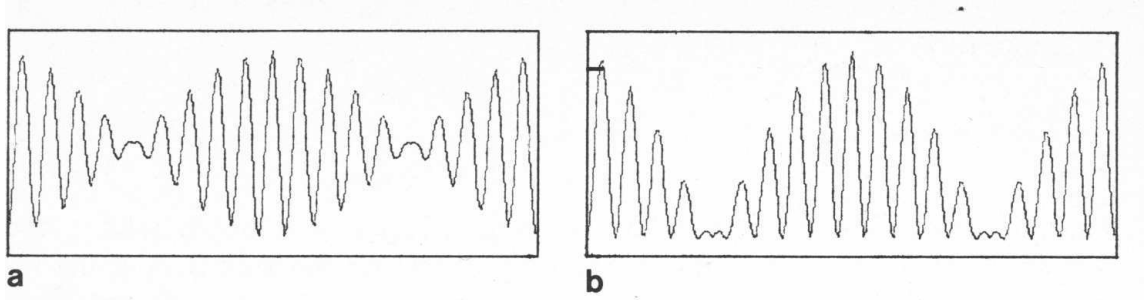


FIG. 1.12 – À gauche (a) : signal en sortie d'un interféromètre en produit (ou corrélation) ; à droite (b) : signal en sortie d'un interféromètre en somme.

Pour combiner les signaux $U_1(t)$ et $U_2(t)$ (tensions issues respectivement des antennes 1 et 2 ; voir la Fig. 1.11), on peut procéder par :

* **Interférométrie en somme (ou puissance totale)** : On additionne simplement les deux signaux (exprimés sous leur forme complexe). Le signal total résultant vaut :

$$U_{tot}^2 = 2E_1^2(1 + \cos(\omega\tau_G)) \quad (1.1)$$

où $E_1 = E_2$ (amplitudes issues des signaux respectivement de l'antenne 1 et 2) et $\omega = 2\pi\nu$. Dans le cas d'antennes réelles, on procède plutôt à une convolution des signaux reçus plutôt qu'à une sommation. Le signal final ainsi obtenu est représenté par le graphique situé à droite dans la Fig. 1.12. Le lobe principal synthétisé de l'interféromètre ainsi formé a les mêmes propriétés que le lobe principal d'une antenne unique mais c'est la norme de \vec{b} qui intervient dans la détermination de sa taille ($\approx \lambda / |\vec{b}|$).

* **Interférométrie en produit (ou corrélation)** : Les signaux sont amenés dans un corrélateur (voir la description plus loin) qui donne le signal U_{tot} suivant (voir le graphique à gauche de la Fig. 1.12) :

$$U_{tot} \propto \frac{1}{2}E_1^2 \cos(\omega\tau_G) \quad (1.2)$$

Ce signal varie alors périodiquement avec τ_G . Si l'orientation relative de l'interféromètre de ligne de base \vec{b} et de direction de propagation de l'onde \vec{s} ne varient pas, alors τ_G et U_{tot} restent constants. Mais si \vec{s} varie lentement (à cause par exemple du mouvement diurne de la Terre) alors τ_G varie et nous mesurerons des franges d'interférences fonctions du temps. Pour les antennes réelles, on multiplie ainsi les signaux reçus respectivement de chaque antenne en tenant compte des phases relatives (τ_G). On peut concrètement opérer soit de façon analogique par modulation de phase soit de façon numérique en digitalisant d'abord les signaux puis en effectuant ensuite la combinaison (pour plus de détails, se référer au cours de DEA d'instrumentation de Mr P. Zarka).

Les retards de phase, τ_G , sont communément compensés par des systèmes électroniques, après une ou plusieurs conversions en fréquence. Concrètement, une différence dans la longueur des câbles transmettant le signal est la solution la plus souvent utilisée pour compenser τ_G (voir la Fig. 1.11). Des méthodes plus complexes de décalage de mémoire après un échantillonnage digital du signal dans le corrélateur peuvent aussi être des solutions techniquement réalisables.

L'ajout dans la chaîne de détection (en parallèle d'un oscillateur local par exemple, comme sur la Fig. 1.11) d'un instrument qui introduit un autre décalage en phase (différent de τ_G) peut être aussi employé afin d'optimiser et de faciliter la combinaison des signaux $U_1(t)$ et $U_2(t)$ qui a lieu par la suite dans le corrélateur (voir les détails de cette méthode dans le rapport de conférences de l'école d'été d'interférométrie de l'IRAM).

1.2.2 Le corrélateur

Un corrélateur (voir le bas de la Fig. 1.11) est un instrument qui recompose un signal à partir des signaux venant des différentes antennes, après que les retards en phase entre ces signaux aient été compensés par l'une des méthodes citées plus haut. Plus précisément, un corrélateur est composé d'un instrument qui multiplie la tension induite par le signal détecté par l'antenne, et d'un intégrateur en temps. Il existe des *corrélateurs complexes* qui sont la combinaison de plusieurs multiplicateurs de tension et intégrateurs en temps. De façon générale, le signal sortant du corrélateur est proportionnel aux signaux des antennes $U_1(t)$, $U_2(t)$... $U_i(t)$ et contient une relation entre les phases et amplitudes. (Voir pour plus de précision le rapport de conférences de l'école d'été d'interférométrie de l'IRAM).

1.2.3 Autres effets spécifiques de l'interférométrie

Dans le cas d'un système de plusieurs antennes réelles (interféromètre), on fait, d'une part l'hypothèse que le plan d'onde incident est plan, ce qui implique que la source doit être dans un champ de vue éloignée de l'interféromètre; et d'autre part, on utilise une superposition linéaire de l'onde incidente, ce qui implique la cohérence spatiale de la source. Ces deux hypothèses sont valides dans la plupart des sources astronomiques observées mais quelquefois, sous certaines circonstances, elles deviennent fausses. C'est par exemple le cas quand on observe certains objets du système solaire (violation de la première hypothèse).

Un autre effet à considérer est celui provoqué par la largeur de bande finie (due au corrélateur et aux mélangeurs). Cette limitation implique que lorsqu'on suit une source, il faut être extrêmement vigilant à la compensation du retard de phase effectuée tout au long de l'observation.

1.3 Conclusion

Dans ce chapitre, les principales notions ainsi que les principaux instruments ont été abordés et décrits, ce qui servira de base au lecteur pour comprendre plus facilement la calibration des données exposée au chapitre suivant.

CHAPITRE 2

La calibration des données en radioastronomie

Sommaire

2.1	Les sources de pollution	24
2.1.1	L'atmosphère	24
2.1.2	Les autres sources de pollution liées aux émissions des sites d'observations	26
2.1.3	Les autres sources de pollution liées aux émissions du radiotélescope	26
2.2	La calibration des données	27
2.2.1	La méthode du " <i>chopper wheel</i> "	27
2.2.2	Le pointage	28
2.2.3	Autre correction à effectuer durant les observations	28
2.2.4	Correction de l'efficacité du lobe principal	30
2.3	Calibration des données interférométriques	30
2.3.1	Calibration de la bande passante	31
2.3.2	Calibration de la phase	31
2.3.3	Calibration en amplitude	31
2.3.4	Calibration en flux	31
2.4	Conclusion	32

Les observations dans les domaines millimétrique et submillimétrique, tout comme dans les domaines optique, infrarouge, rayons X, ultraviolet,... nécessitent tous une technologie spécifique et des instruments adaptés (voir la Partie 1 Chap. 1). Les techniques d'observation tout comme les problèmes rencontrés lors de la calibration des données sont très différents d'une longueur d'onde à l'autre. Ici, nous allons présenter les principaux problèmes auxquels sont confrontés les astronomes lors de la calibration ou étalonnage des données pour des longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques ($0.3\text{mm} < \lambda < 3\text{mm}$ soit $100\text{ GHz} < \nu < 850\text{ GHz}$).

Les observations présentées dans la Partie 1 Chap. 3 sont réalisées avec une antenne unique : Le *CSO* (voir la photo de la Fig 1.2 dans la Partie 1 Chap. 1). Il existe des données obtenues à plus grande résolution (voir la Partie 3 Chap. 11) réalisées avec l'interféromètre de l'*IRAM-PdB* (voir la photo de la Fig 1.4 dans la Partie 1 Chap. 1).

En résumé, un radiotélescope (antenne unique ou interféromètre) est un récepteur sensible aux rayonnements émis par l'intégralité de son environnement non seulement proche (l'atmosphère, le sol, la cabine...) et lointain (les objets célestes) mais aussi sensible à ses propres émissions (antennes et récepteurs). Lors de la calibration des mesures, il s'agit d'estimer chacune de ces contributions afin de les extraire le plus efficacement possible du signal global et

ainsi ne conserver que le signal issu de la source étudiée. On remarquera que parmi toutes ces contributions, celles liées au télescope (antenne et chaîne de détection) sont plus aisément quantifiables que celles qui sont indépendantes de l'instrument (les conditions atmosphériques, l'émission du sol...). Nous allons suivre pas à pas la calibration effectuée par un observateur durant une session d'observation au *CSO* mais précédemment, nous détaillerons les sources de pollution du signal.

2.1 Les sources de pollution

2.1.1 L'atmosphère

Un premier problème évident se pose lorsqu'on étudie le rayonnement radio (millimétrique et submillimétrique) des objets contenus dans l'Univers depuis le sol terrestre. En effet, l'atmosphère qui entoure notre planète est certes une barrière protectrice indispensable à notre survie, mais elle constitue aussi un frein aux détections voire même une pollution puisqu'elle contamine celles-ci lors de leur traversée. Cette modification du flux initial est appelée l'extinction atmosphérique. La prise en compte de l'extinction atmosphérique est essentielle dans la calibration des données. L'importance du phénomène dépend de la distance zénithale de l'objet, de la longueur d'onde étudiée, de la qualité des sites d'observation.

Plus précisément, dans les domaines millimétrique et submillimétrique, ce sont les molécules de la basse atmosphère (troposphère) comme l'oxygène, l'ozone et surtout la vapeur d'eau qui rendent difficile l'observation de certains rayonnements. Pour éviter au maximum la contamination des signaux, il est essentiel d'observer sur des sites les plus "propres" possibles. L'altitude (appauvrissement de l'atmosphère en espèces polluantes comme l'oxygène) et le faible degré d'humidité (quantité de vapeur d'eau faible) sont les principales caractéristiques recherchées pour un site d'observation. Les deux instruments de l'*IRAM* ainsi que le *CSO* sont à cet égard hautement qualifiés. En effet, l'*IRAM-30m* est situé sur les hauteurs du Pico Veleta en Espagne, l'*IRAM-PdB* est situé sur un plateau en altitude dans les Alpes françaises et le *CSO* est basé au sommet du Mauna Kea à Hawaii (USA). Malgré l'excellente qualité de ces sites d'observations qui permettent de réduire les contaminations atmosphériques, la radioastronomie reste soumise aux "lois" de la météorologie et aux caprices du temps : des changements climatiques sont fréquents, même à l'échelle de quelques heures. L'augmentation de la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère (nuages, pluie, orages...) peut alors empêcher les observations de s'effectuer.

En effet, la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère est la variable fondamentale qui influence directement la capacité de celle-ci à transmettre plus ou moins intégralement au sol le signal émis par les objets célestes. Mais la transmission de l'atmosphère n'est pas seulement fonction de la quantité de vapeur d'eau contenue (variant suivant la période de l'année) elle dépend de la longueur d'onde étudiée (cf. Fig. 2.1). Il existe donc des fenêtres de longueurs d'onde (ou de fréquences) privilégiées dans lesquelles l'absorption du signal céleste par l'atmosphère est très faible (transmission forte) : ces fenêtres sont appelées fenêtres de transmission. On peut aisément voir sur la Fig. 2.1 qu'il sera donc plus facile d'observer (temps d'intégration moins long) dans une fenêtre centrée sur la fréquence $\nu = 250$ GHz (transmission d'environ 85 %) que sur la fréquence $\nu = 850$ GHz (transmission d'environ 15 %). Comme on peut le voir sur la Fig. 2.1, il existe aussi des gammes de fréquences totalement inaccessibles depuis le sol (transmission quasi nulle donc le signal est totalement absorbé par l'atmosphère) comme les fréquences situées autour de $\nu = 550$ GHz ou $\nu = 750$ GHz.

Il existe un paramètre pouvant quantifier les effets de l'atmosphère : c'est l'opacité (τ). Cette variable dépend de la fréquence, de la quantité de vapeur d'eau et de l'angle au zénith (ZA). On peut écrire, dans les fenêtres atmosphériques, c'est-à-dire pour des fréquences

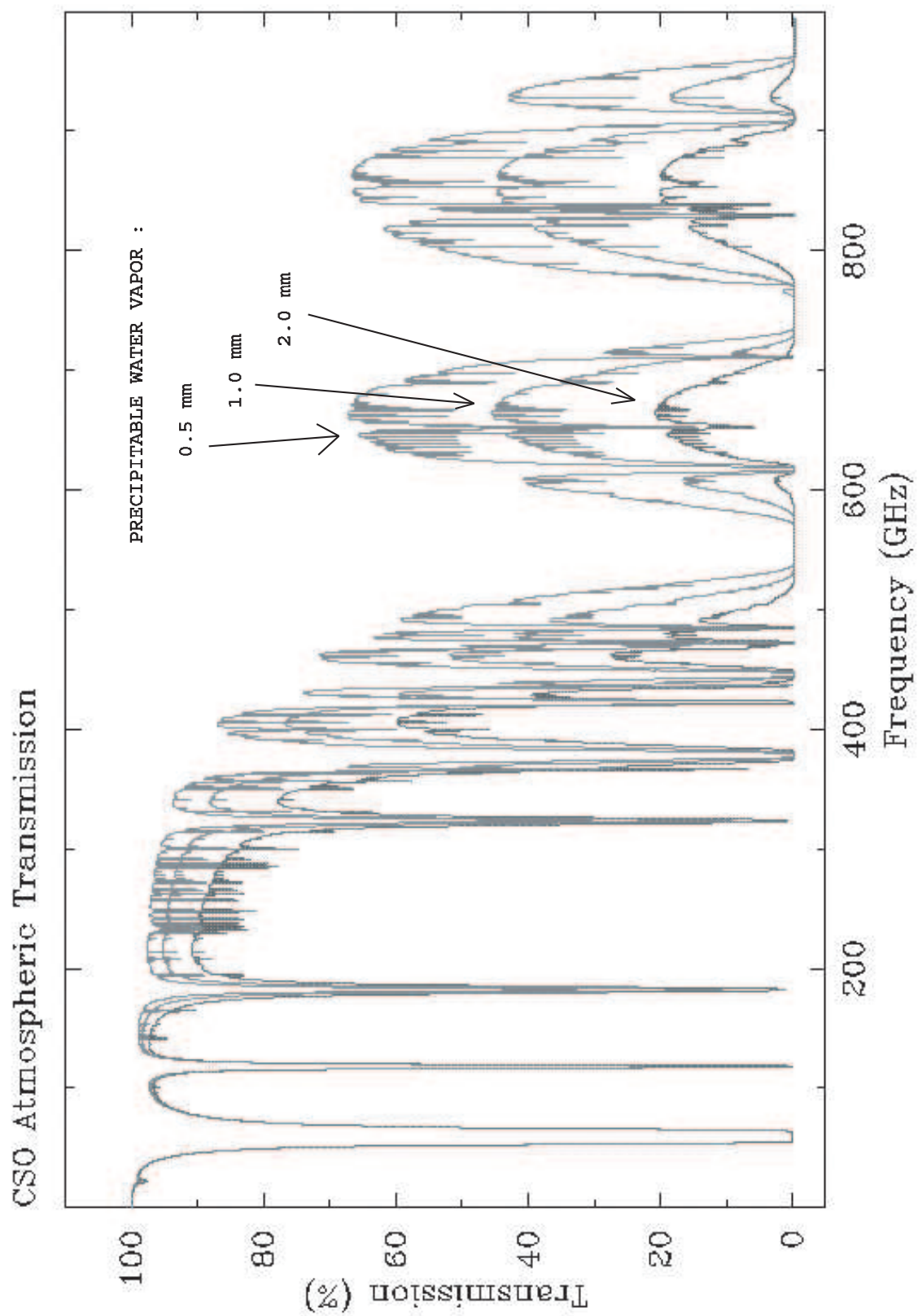


FIG. 2.1 – Représentation de la transmission atmosphérique au CSO, $T(\nu) = \exp(-\tau_{ZA}(\nu))$. Suivant la contenance en vapeur d'eau de l'atmosphère (0.5 mm en haut, 1mm au milieu et 2mm en bas), cette transmission diminue. 1mm de vapeur d'eau correspond à une opacité à 225 GHz d'environ 0.05.

éloignées de celles des raies de la vapeur d'eau,

$$\tau_{ZA=0}(\nu) = a(\nu) + b(\nu) \times PWV, \quad (2.1)$$

où a (dépendant de la fréquence) correspond à l'opacité de l'atmosphère considérée sans vapeur d'eau par unité de masse d'air ¹, b (fonction de la fréquence) représente la dépendance de l'opacité zénithale à l'abondance de la vapeur d'eau dans l'atmosphère par unité de masse d'air et PWV est la quantité de vapeur d'eau précipitée (en mm_{H₂O} au zénith). En général, les paramètres a et b sont estimés via des modèles d'atmosphère assez complexes (voir plus précisément, Serabyn et al. 1998, Applied Optics, 37-12, 2186 et Chamberlin et al. 1997).

Il est fréquent que les objets célestes que l'on observe ne soient pas situés au zénith mais à un angle zénithal donné, différent de zéro. Quand on veut connaître l'opacité à cet angle ($\tau_{ZA}(\nu)$), il faut multiplier l'opacité calculée au zénith ($\tau_{ZA=0}(\nu)$) par la masse d'air traversée pour cet angle (masse d'air = $1/\cos(ZA)$).

Il est commode d'utiliser l'opacité au zénith ($ZA=0$) à $\nu = 225$ GHz, $\tau_{ZA=0}(225)$, pour évaluer la transparence de l'atmosphère. Les valeurs typiques pour $\tau_{225,ZA=0}$ peuvent être comprises entre 0.02 (excellentes conditions climatiques, valeur record au *CSO*) et 0.4 (observations impossibles car tempête).

Pendant les observations, il est essentiel de relever les paramètres décrivant la qualité du ciel (température, taux d'humidité, $\tau_{ZA=0}(225)$...). L'opacité intervient dans la calibration des données via la méthode du "*chopper wheel*" décrite dans la Sect. 2.2 qui corrige les observations des artefacts que l'atmosphère peut engendrer.

2.1.2 Les autres sources de pollution liées aux émissions des sites d'observations

Le signal reçu est également pollué par les émissions provenant du sol, des bâtiments entourant le télescope, ou de tout autre structure à proximité de l'instrument de détection. Ces sources sont plus difficilement quantifiables que la contamination liée à l'atmosphère. Cependant, on arrive à définir une efficacité dite de **couplage vers l'avant** (*forward efficiency*) et **vers l'arrière** du télescope qui tient compte de toutes ces sources de pollution. C'est la méthode du "*chopper wheel*" décrite dans la Sect. 2.2 qui corrige le signal reçu de ces émissions parasites.

2.1.3 Les autres sources de pollution liées aux émissions du radiotélescope

Les autres sources de contamination dont il faut tenir compte dans la calibration et la réduction des données sont directement couplées au radiotélescope. Ces sources polluantes sont en général les sources les mieux connues et déterminées. Elles proviennent non seulement de l'émission de la surface collectrice mais aussi de la chaîne de détection. Ces deux composantes principales d'un radiotélescope sont présentées dans la Partie 1 Chap. 1 et sont définies par leur capacité (efficacité) à ne pas modifier le signal incident. Ce sont ces efficacités (variables généralement connues) qui sont utilisées lors de la calibration. La méthode du "*chopper wheel*" (voir la Sect. 2.2) corrige, là encore, le signal reçu des émissions dues à l'antenne mais ne corrige le signal reçu que d'une partie des émissions dues à la chaîne de détection. En effet, certains signaux parasites provenant des détecteurs suivent le même chemin que le signal du ciel et sont donc eux aussi réfléchis de multiples fois en subissant des transformations dans la

¹En effet, comme décrit plus haut, d'autres molécules que la vapeur d'eau, présentes dans l'atmosphère, peuvent aussi absorber du rayonnement. Une absence de vapeur d'eau dans l'atmosphère ne signifie donc pas une transmission du signal céleste au sol de 100 %, mais reste toutefois supérieure à 95% à 225 GHz

chaîne électronique. Ces perturbations sont donc extrêmement difficiles à corriger. On peut les atténuer via l'utilisation d'absorbants (filtres) ou les rediriger en dehors de l'axe optique. Néanmoins certaines parties de ces signaux peuvent subsister car elles sont souvent instables dans le temps et donc incontrôlables. De même la méthode du "*chopper wheel*" ne tient pas compte des erreurs de pointage ni ne corrige de l'efficacité du lobe principal de l'antenne.

2.2 La calibration des données

La majeure partie de la calibration se fait automatiquement lors des observations. Au *CSO*, il suffit de taper certaines commandes à intervalle de temps régulier pour que les données soit automatiquement calibrées. C'est la méthode du "*chopper wheel*" qui corrige instantanément et simultanément la majeure partie des émissions polluant le signal incident. Cependant, il faut veiller à conserver un bon pointage durant toute la session d'observations pour éviter une perte du signal céleste. La position de la source étudiée dans le ciel lors des observations soit son angle zénithal est aussi un paramètre important pour éviter une trop grosse perte de signal. De plus, une fois les observations obtenues (spectres), il est préférable de leur appliquer de suite un facteur correctif correspondant à l'efficacité du lobe principal de l'antenne.

2.2.1 La méthode du "*chopper wheel*"

Au *CSO* où la majeure partie des données ont été prises (voir la Partie 1 Chap. 3), l'étalonnage des données suit un schéma classique, communément adopté d'une part par les antennes uniques au sol comme le *JCMT*, l'*IRAM-30m*, et d'autre part par les télescopes spatiaux comme *Herschel* (*HIFI*). Il s'agit d'utiliser la technique dite du "*chopper wheel*". Concrètement, cette méthode consiste à comparer les émissions de diverses sources (chaude et froide) prises comme références. Ces émissions sont assimilables à des émissions de corps noirs correspondant à une certaine température T . La comparaison de ces émissions n'est possible qu'avec un élément mobile qui dirige successivement le signal des sources étalons vers les détecteurs. Précisément, la méthode du "*chopper wheel*" va comparer la température d'une source chaude (T_{hot}) avec celle d'une source froide (T_{cold}) puis avec la température du ciel "vide". La source chaude est généralement un absorbant qui émet (sous forme de corps noir) à la température de la cabine où se déroulent les observations tandis que la source froide est une deuxième source dans la cabine à la température de l'azote liquide ($T_{cold} = T_{azote}$) ou à défaut une position sans émission de sources astrophysiques sur le ciel ("vide")². La comparaison entre les signaux reçus de la source froide et de la source chaude d'une part, de la position de la source et d'une position adjacente (ciel "vide") d'autre part permet d'étalonner complètement le système et de déduire la température d'antenne T_A^* . Les hypothèses importantes qui sont faites dans cette méthode, telle qu'elle est mise en oeuvre au *CSO* sont les suivantes (voir la documentation sur la calibration au *CSO*³ et à l'*IRAM-30m*⁴) :

- Les bandes signal et image ont les mêmes gains
- La température de la source chaude est égale à celle de l'atmosphère qui est aussi égale à celle du sol
- On se place dans l'approximation Rayleigh-Jeans ($h\nu \ll k_b T$)

Il faut noter que la contribution de l'atmosphère (qui atténue le signal céleste d'un facteur $\exp -\tau_{ZA=0}(225)A$ avec A , la masse d'air telle que, à une élévation (el) donnée on ait : $A = 1/\sin(el)$ et avec une opacité à 225 GHz au zénith $\tau_{ZA=0}(225)$, définie (pour $\nu = 225$ GHz) par

²Ce deuxième cas donne de moins bons résultats

³Voir le site internet : http://puuoo.caltech.edu/Obs_manual/manual.html

⁴Voir sur le site internet : <http://iram.fr/IRAMES/index.htm>, le document nommé "Calibration procedures and efficiencies"

l'Eq. 2.1) augmente très rapidement avec la fréquence. Aux hautes fréquences, la transmission est également très sensible à la quantité de vapeur d'eau. La forte absorption atmosphérique empêche toute observation dès que la quantité totale de vapeur d'eau dépasse 1 mm.

Aux fréquences élevées, l'hypothèse Rayleigh-Jeans On notera que dans les domaines radio, on a souvent recours à l'approximation de Rayleigh-Jeans : $h\nu \ll k_b T$. On parle alors de la loi de Rayleigh-Jeans ou de la loi de Planck en *convention Rayleigh-Jeans* ($B_\nu^{RJ}(T)$) qui s'écrit :

$$B_\nu^{RJ}(T) = \frac{2\nu^2 k_b T}{c^2}, \text{ et } J_\nu(T) = T. \quad (2.2)$$

) habituellement faite dans le domaine millimétrique devient moins bonne. Il est alors nécessaire de corriger les données à la main pour obtenir une meilleure échelle de température. Pour connaître précisément la valeur de ce facteur correctif, nous utilisons un programme disponible au *CSO* contenant les dernières mises à jour du modèle d'atmosphère ATM (voir Cernicharo et al. 1985 et la thèse de D. Pardo 1996). La Fig. 2.2 présente les facteurs correctifs à appliquer aux observations en fonction de l'angle au zénith (ZA soit aussi de l'élévation) et en fonction de $\tau_{225, ZA}$ pour les fréquences suivantes : 345 GHz, 492 GHz, 691 GHz et 806 GHz. Ces figures découlent directement du programme ATM.

2.2.2 Le pointage

La qualité de l'alignement des optiques de l'antenne (miroirs primaires, secondaires...) est aussi un paramètre clé affectant la qualité des données astronomiques obtenues. En effet, de possibles désalignements peuvent se produire et provoquer une perte de puissance dans le lobe principal via un décalage dans le pointage. Il est donc primordial de veiller, entre autre, à conserver tout au long de la nuit un bon pointage. Pour cela, on utilise des sources bien connues qui servent d'étalons ; comme les planètes (Mars, Jupiter et Saturne). Malheureusement, il arrive que ces planètes soient trop basses sur l'horizon où qu'elles ne soient pas à proximité de la source étudiée. Dans la mesure du possible, pour effectuer un bon pointage, il faut prendre une source étalon peu éloignée de la source cible pour se placer dans les mêmes conditions atmosphériques, thermiques et mécaniques que lors des observations réelles. C'est pourquoi, on peut aussi avoir recours à d'autres étalons que les planètes : par exemple, des étoiles évoluées (R-Hya, IRC 10216, CRL 2688, CRL 618, NGC 7027, R-CAS, O-Ceti...). Après la phase d'observation des sources cibles, si une erreur de pointage apparaît, elle est alors difficile à isoler. Cependant, on peut estimer de combien l'antenne a dérivé en refaisant un pointage à la fin de la session d'observations. On corrigera alors manuellement du décalage déduit les positions des spectres que l'on pense affectées. Il s'agit d'une méthode assez grossière mais qui parfois, peut se révéler très utile notamment lors de la comparaison de données obtenues à diverses longueurs d'onde. La qualité du pointage est alors cruciale.

2.2.3 Autre correction à effectuer durant les observations

Un paramètre à prendre en compte surtout lors de la phase d'observation et non pas par la suite dans la phase de calibration, est le gain d'antenne en élévation. Ce paramètre décrit la capacité de l'antenne à retransmettre le signal céleste en fonction de la position de la source dans le ciel. En effet, en fonction de l'élévation de la source observée, l'antenne subit les effets de la gravité (effets thermiques et mécaniques), elle se déforme légèrement, de faibles écarts au paraboloïde théorique peuvent provoquer de petites variations dans le rendement de l'antenne. Les études menées par D. Teyssier (thèse soutenue 2002), en accord avec les

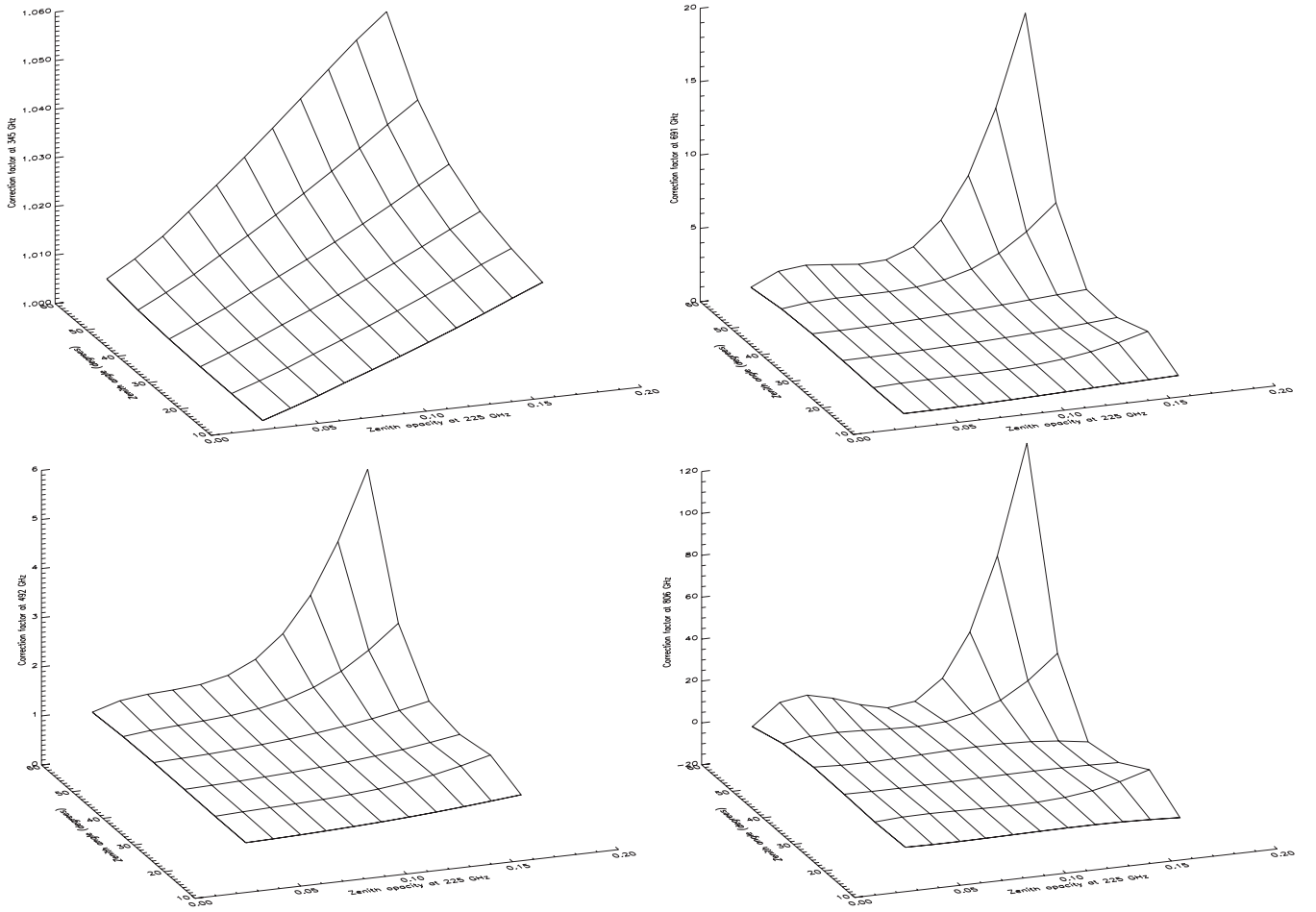


FIG. 2.2 – Facteurs de correction (axe des z) de la température d'antenne T_A^* à 345 GHz (en haut à gauche), à 492 GHz (en haut à droite), à 691 GHz (en bas à gauche) et à 806 GHz (en bas à droite). Ils sont fonction de $\tau_{225, ZA}$ (axe des abscisses) et de l'angle au zénith (axe des ordonnées) ou élévation. Ces graphiques ont été obtenus grâce au programme ATM pour les conditions du site du *CSO*.

TAB. 2.1 – Valeurs des efficacités du lobe principal (η_{mb}) pour le *CSO* en fonction de la fréquence. On donne également (colonne 4), le facteur multiplicatif ($1/\eta_{mb}$) qui permet de transformer les spectres exprimés en T_A^* , en spectre exprimés en unité de lobe principal (T_{mb}). On précise aussi (colonne 2) la taille du lobe principal (θ_{mb}) du *CSO* en fonction de la fréquence.

fréquence (GHz)	θ_{mb} (arcsec)	η_{mb}	$1/\eta_{mb}$
230	30.5	69.8%	≈ 1.43
345	21.9	74.6%	≈ 1.34
492	14.5	51.5%	≈ 1.94
691	10.6	28.0%	≈ 3.57
806	8.95	28.0%	≈ 3.57

paramètres de construction de l’antenne du *CSO*, montrent que pour des sources d’élévation comprises entre 40 et 60 degrés, le gain d’antenne en élévation est supérieur à 80%. On choisira donc d’observer les sources décrites dans la Partie 1 Chap. 3 à des élévations optimales soit autour de 50 degrés pour lesquelles le gain d’antenne en élévation est de 95%.

2.2.4 Correction de l’efficacité du lobe principal

Un couplage du diagramme de rayonnement du télescope avec la distribution de brillance de la source est un paramètre important. En effet, la stratégie de calibration est valide pour une distribution de brillance uniforme (ciel "vide"). Pour des distributions de brillance plus structurées, il est nécessaire de prendre en compte ce couplage (voir les valeurs répertoriées dans la Table 2.1). Si la source est ponctuelle ou de taille inférieure à celle du lobe principal, θ_{mb} , alors un facteur correctif prenant en compte le couplage doit être appliqué. On utilise l’efficacité du lobe principal, η_{mb} . Nous corrigeons les spectres en les multipliant par la valeur $1/\eta_{mb}$. Les observations (en unité T_A^*) sont ainsi converties en unité de lobe principal (T_{mb}). Les spectres résultant sont présentés dans la Partie 1 Chap. 3. La Table 2.1 donne les valeurs des efficacités η_{mb} du *CSO* à 230 GHz, 345 GHz, 492 GHz, 691 GHz et 806 GHz (fréquences observées, voir l’introduction).

Si la source est de taille supérieure à θ_{mb} , et en particulier comparable à celle des lobes d’erreur, il est impossible de déterminer un facteur de couplage simple sans connaître la distribution précise de la température de brillance de la source. Cependant, l’influence des lobes d’erreur peut être diminuée suivant des techniques décrites en détails dans la thèse de D. Teyssier (2002).

2.3 Calibration des données interférométriques

Un certain nombre de problèmes apparaissent lorsqu’il s’agit de calibrer des données provenant d’un interféromètre. L’interférométrie utilise des techniques bien spécifiques (voir la Partie 1 Chap. 1) et la calibration des données qui en découle doit être réalisée avec une grande attention. Les problèmes rencontrés sont très particuliers. Non seulement les données sont contaminées par toutes les sources décrites dans la Sect. 2.1 mais en plus, en additionnant les signaux venant d’un réseau d’antennes, d’autres sources de contamination apparaissent. Les principes de base de fonctionnement d’un interféromètre ainsi que la description de ses principaux organes sont expliqués dans la Partie 1 Chap. 1. Ayant observé une de nos sources (IC 10, voir la Partie 3 Chap. 11) avec l’interféromètre de l’*IRAM-PdB*, nous détaillons dans

ce qui suit la calibration liée à cet instrument. D'autres interféromètres peuvent avoir des étalonnages légèrement différents de ceux utilisés pour l'*IRAM-PdB* mais les principes de base de cette calibration restent très similaires.

La calibration de données interférométriques peut être décomposée en quatre étapes principales : la calibration de la bande passante (en fonction de la fréquence), de la phase (en fonction du temps), la calibration en amplitude (en fonction du temps) et enfin, en flux (calibration absolue). Les images obtenues à partir des données calibrées sont présentées dans la Partie 3 Chap. 11 (noyau de la galaxie IC 10 et deux autres positions dans cette source).

2.3.1 Calibration de la bande passante

Calibrer "totalement" la bande passante d'un interféromètre revient à corriger la bande passante, des effets de l'atmosphère et des émissions polluantes liées à l'instrument de détection (celles dues aux lignes de base joignant les diverses antennes utilisées et celles liées aux antennes elles-mêmes). Pour cela, il faut étalonner l'efficacité totale (gain) de l'instrument en fonction de la fréquence (on fait l'hypothèse que les propriétés de la bande passante ne varient alors pas en fonction du temps). Pour corriger les effets atmosphériques, on utilise une source de rayonnement continuum très intense aux longueurs d'ondes radio (quasar) qu'on observe plusieurs fois durant la session d'observation. Pour corriger la contribution liée à l'instrument, on utilise le signal d'une source de bruit blanc connue qu'on fait passer dans la chaîne de détection. Les détails de la calibration de la bande passante sont reportés dans le rapport de conférences de l'école d'été d'interférométrie de l'*IRAM*.

2.3.2 Calibration de la phase

Plusieurs effets doivent être estimés : l'erreur commise sur la détermination de la longueur des lignes de base joignant les antennes (géométrie de l'interféromètre), les fluctuations de phase introduites par l'atmosphère, la contribution des antennes (via la dégradation ou la stabilité du pointage) et les déviations de la phase dues à l'électronique. Pour calibrer les données en phase et tenir compte de tous ces effets, on fait l'hypothèse que la calibration de la phase n'est que fonction du temps. On utilise une procédure standard à tous les interféromètres : un calibrateur (source ponctuelle) est observé pendant quelques minutes toutes les 20-30 minutes. Un ajustement de la courbe en gain déduite des observations du calibrateur est alors effectué. Puis, on se sert de cet ajustement pour calibrer les données (voir le rapport de conférences de l'école d'été d'interférométrie de l'*IRAM*).

2.3.3 Calibration en amplitude

La calibration en amplitude est essentiellement reliée à l'estimation (pour chaque antenne) des effets de l'atmosphère comme décrits dans la Sect. 2.1. Cette calibration est effectuée en fonction du temps. Pour l'interféromètre de l'*IRAM-PdB*, la calibration de chaque antenne est réalisée en temps réel mais peut être à nouveau effectuée à posteriori. Pour chaque antenne, on estime la contamination de l'atmosphère (température de calibration) grâce aux températures de sources chaude et froide connues et du signal reçu d'une source ponctuelle (quasar). On établit alors une température du système interférométrique proportionnelle à la température de calibration de chaque antenne (tenant compte, entre autre, de la contribution respective (gain) de chacune d'elle).

2.3.4 Calibration en flux

Il est extrêmement difficile, voire impossible de mesurer directement les flux absolus émis par les sources étudiées. En effet, de multiples contaminations du signal peuvent modifier

TAB. 2.2 – Flux des sources ponctuelles utilisées dans la calibration en flux à l'*IRAM-PdB* (pour plus de détails, voir le rapport de conférences de l'école d'été d'interférométrie de l'*IRAM*). Ces deux radio sources sont associées à des étoiles.

nom	flux à 87 GHz (Jy)	flux à 227 GHz (Jy)
CRL 618	1.55 ± 0.15	2.0 ± 0.3^a
MWC 349 ^b	0.95	1.69

^a : valeur donnée pour une fréquence de 231.9 GHz et non 227 GHz, ^b : cette source a un spectre $F(\nu) = 1.69(\nu/227\text{GHz})^{0.6}$

les valeurs des flux : les erreurs commises dans le pointage et la focalisation des antennes, les erreurs issues des modifications des gains des récepteurs lors des observations, les erreurs provenant de la calibration en amplitude... sont quelques exemples. Pour calibrer les données en flux, on décide d'exprimer tous les flux détectés en fonction de ceux de plusieurs sources bien décrites comme certaines radiosources (voir la Table 2.2 qui présente les sources étalons en flux de l'*IRAM-PdB*). On procède ainsi à une calibration "absolue" dans le sens où on obtient directement une unité physique (le Jansky : Jy⁵). Les facteurs de conversion Jy/K de l'interféromètre sont aussi obtenus pour les détecteurs à $\lambda = 3$ mm et $\lambda = 1.3$ mm (détecteurs disponibles à l'*IRAM-PdB*).

2.4 Conclusion

Toutes les calibrations présentées ici ont été, dans la mesure du possible, appliquées aux données issues d'observations d'antenne unique ou d'observations interférométriques. Un grand soin a été apporté à ce travail d'étalonnage qui compte (en additionnant l'obtention des données brutes) pour un tiers du temps passé à la préparation de ce doctorat.

Les spectres calibrés ainsi déduit sont présentés dans le chapitre suivant. Chaque source cible est également brièvement décrite.

⁵Le jansky vaut $1 \times 10^{-26} \text{Wm}^2\text{Hz}^{-1}$

CHAPITRE 3

Présentation des observations - L'échantillon de galaxies

Sommaire

3.1	Les Antennes (NGC 4038 et NGC 4039) :	34
3.2	Arp 220 :	36
3.3	Centaurus A :	36
3.4	Henize 2-10 :	41
3.5	IC 10 :	42
3.6	IC 342 :	44
3.7	IRAS 10565+2448 :	49
3.8	M 51 :	50
3.9	M 82 :	53
3.10	M 83 :	54
3.11	Markarian 231 (Mrk 231) :	58
3.12	NGC 253 :	64
3.13	NGC 891 :	66
3.14	NGC 1068 :	67
3.15	NGC 3079 :	71
3.16	NGC 4736 :	74
3.17	NGC 6090 :	75
3.18	NGC 6946 :	77
3.19	Résumé des caractéristiques de notre échantillon :	79

Pour construire notre échantillon de galaxies, plusieurs critères ont été considérés : ceux directement liés aux contraintes observationnelles (critères techniques) imposées par les instruments que nous avons utilisés (le *CSO* et l'*IRAM-PdB*) et ceux en rapport avec la nature des sources candidates (critères morphologiques).

En effet, pour pouvoir étudier le refroidissement du milieu interstellaire qui permet la contraction des nuages moléculaires et ainsi la formation des étoiles, il faut trouver des galaxies qui soient accessibles à la fois au *CSO* et à l'*IRAM-PdB*. Ces sources doivent donc appartenir à l'hémisphère nord (voir Partie 1 Chap. 1 où sont répertoriées les latitudes et longitudes de ces deux instruments). Pour pouvoir observer ces galaxies facilement d'un point de vue technique (temps d'intégration raisonnable pour les détections à haute fréquence, rapport signal sur bruit (S/B) satisfaisant pour entériner la mesure,...), un deuxième critère est le rapport de la luminosité de la source sur sa distance. En effet si une source est proche mais son émission faible, la détection de raies sera aussi difficile que si la source a une émission intense et est

éloignée. Il faut donc essayer de trouver des galaxies qui soient, dans le meilleur des cas, proches et dont l'émission soit intense. Toutes les galaxies choisies (exceptées Arp220, IRAS 10565+2448 et Markarian 231) ont des distances inférieures à 10 Mpc (voir Table 3.1). Ainsi, elles se situent au voisinage de notre Galaxie (la Voie Lactée) et représentent donc des cibles privilégiées. Arp220, IRAS 10565+2448 et Markarian 231, tout comme les autres sources choisies, sont aussi considérées comme les galaxies les plus lumineuses pour les détections millimétriques et submillimétriques (voir la littérature, et les paragraphes consacrés à chaque galaxie).

En parallèle, nous avons essayé de sélectionner des sources qui présentaient des types de noyaux différents afin de comparer l'efficacité de refroidissement du gaz moléculaire quand il est soumis à diverses conditions physiques. C'est pourquoi nous avons retenues des galaxies à flambée de formation d'étoiles (NGC 253, M 82, M 83), des galaxies en interaction (Les Antennes, IRAS 10565+2448, NGC 6090), des galaxies irrégulières (IC 10, Henize 2-10), deux qui contiennent un noyau actif de galaxie (Centaurus A, NGC 1068), des galaxies Ultra Lumineuses en InfraRouge (Arp 220, Markarian 231) et des galaxies spirales normales (IC 342, M 51, NGC 891, NGC 3079, NGC 4736, NGC 6946). Ces galaxies, ont pour la plupart, déjà été observées non seulement dans le domaine millimétrique et submillimétrique (mais pas dans les hautes transitions des raies de C et de CO que nous avons observé) mais aussi en optique, infrarouge (IR proche, IR moyen et IR lointain), en ultraviolet (UV), en rayons X et quelques unes en rayons gamma. Une étude multi-longueurs d'onde est donc aussi envisageable sur ces sources (voir la Partie 3 où une comparaison FIR-CO-IR moyen a été effectuée sur certaines sources de notre échantillon et notamment sur IC 10). Ces galaxies ont été aussi choisies car elles sont assez riches en gaz et en poussières pour correctement étudier leur activité de formation des étoiles.

Comprendre comment le MIS peut engendrer de nouvelles étoiles dans chacun de ces environnements spécifiques est un des plus passionnants sujets de ces dernières années. Dans la suite, je vais décrire brièvement chaque source observée, en me focalisant sur leurs propriétés les plus pertinentes dans le cadre de ce travail :

3.1 Les Antennes (NGC 4038 et NGC 4039) :

Cette paire de galaxies (voir la Fig. 3.1) très bien connue est l'un des exemples le plus proche l'interaction de deux galaxies spirales riches en gaz. Les diamètres de chacune de ces galaxies sont estimés à $5.9' \times 3.2'$ pour NGC 4038 et à $3.1' \times 1.6'$ pour NGC 4039, ces valeurs sont issues de la base de données de la NASA (NED¹). Avec un décalage vers le rouge (z ou "*redshift*") de $z = 0.00548$ (Lauberts & Valentijn [1989]), et utilisant $H_0 = 75 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, Wilson et al. [2000] ont déduit une distance des Antennes de $D = 19 \text{ Mpc}$. Plus récemment, la distance des Antennes a été révisée par Saviane et al. [2004]. Ils ont estimé une distance de $13.8 \pm 1.7 \text{ Mpc}$, valeur dorénavant adoptée ici. Ces galaxies en interaction ont été également simulées par le fameux modèle à N-corps de Toomre & Toomre [1972]. Ces derniers ont ainsi apporté la preuve que des caractères morphologiques comme les queues de marée pouvaient être dûes à de fortes interactions entre galaxies rapprochées. Ainsi, les Antennes représentent une occasion unique d'étudier ce phénomène. Une récente activité de formation d'étoiles a été mise en évidence dans la zone de la fusion. Par ailleurs, cette paire de galaxies est également classifiée comme galaxie infrarouge lumineuse puisqu'elle a une luminosité en infrarouge lointain (FIR) de $4.6 \times 10^{10} L_{\odot}$ (d'après les équations de Sanders & Mirabel 1996 et les données à $60 \mu\text{m}$ et à $100 \mu\text{m}$ issues du satellite IRAS (Soifer et al. 1989)). Pour mieux

¹Voir le site internet : <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>, NASA Extragalactic Database gérée par le laboratoire IPAC.

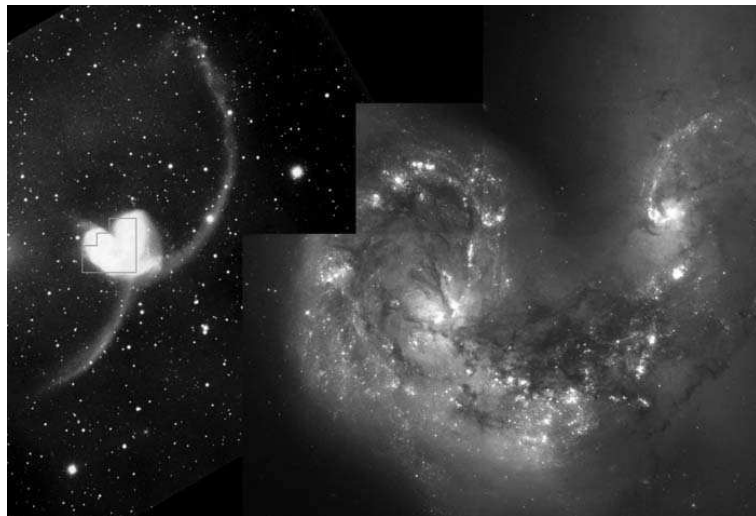


FIG. 3.1 – La galaxie des Antennes observée par le *Hubble Space Telescope* (Voir le site internet : http://nssdc.gsfc.nasa.gov/photo_gallery/photogallery-astro-galaxy.html).

comprendre l'interaction entre ces deux galaxies, beaucoup d'observations ont été effectuées sur une vaste gamme de longueurs d'onde.

Nous récapitulons ici les observations des raies de CO, détections les plus pertinentes pour notre étude. Stanford et al. [1990] ont identifié par des observations de la raie de $^{12}\text{CO}(1-0)$, trois grandes concentrations de gaz moléculaire : une dans chacun des deux noyaux (NGC 4038 et NGC 4039) et une autre, plus massive, dans la région où les deux galaxies interagissent. D'autres données en $^{12}\text{CO}(2-1)$ et en ^{13}CO sont rapportées dans Aalto et al. [1995], alors que Wilson et al. [2000] présentent une carte des Antennes à haute résolution angulaire obtenue avec l'interféromètre *OVRO*² en $^{12}\text{CO}(1-0)$. On a estimé que toute la masse de gaz moléculaire de ce système est de $M(H_2) = 1.5 \times 10^{10} M_{\odot}$ (Gao et al. 2001 ; pour $D=20$ Mpc).

La raie [CII] a été également observée dans les Antennes par Nikola et al. [1997] utilisant le télescope aéroporté *KAO*³. Une carte de l'hydrogène à 21cm est présentée par Mahoney et al. [1984] tandis qu'une carte à haute résolution de HI de NGC 4038/39 a été obtenue par Hibbard et al. [2001] améliorant les travaux de van der Hulst [1979] sur la cinématique et la répartition de l'hydrogène neutre dans les Antennes.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons étudié plus particulièrement deux positions dans cette galaxie : NGC 4038, le noyau de la galaxie située le plus au nord et une position appelée dorénavant "Overlap" qui correspond à la zone d'interaction mais aussi à la position de la concentration en gaz moléculaire la plus massive, non loin du noyau de NGC 4039 (les coordonnées des positions centrales observées pour NGC 4038 et Overlap sont énumérées dans la Table 3.1) et qui correspond aussi au maximum de l'émission en IR moyen (données IR obtenues par Wilson et al. 2000).

Pour ces deux positions (NGC 4038 et Overlap), nous présentons les spectres en émission de la raie de structure fine du carbone atomique [CI]($^3P_1-^3P_0$) (spectre qui provient de Gerin & Phillips 2000 mais qui a été de nouveau analysé) et des raies rotationnelles du monoxyde de carbone $^{12}\text{CO}(2-1)$, $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{13}\text{CO}(3-2)$, $^{12}\text{CO}(4-3)$, $^{12}\text{CO}(6-5)$ et $^{12}\text{CO}(7-6)$ (voir les Figs. 3.2 et 3.3). Une carte de spectres de NGC 4038 pour la raie de $^{12}\text{CO}(3-2)$ est présentée par la Fig. 3.4. Cette carte montre différentes positions observées dans NGC 4038, dont les

²Voir les sites internet : <http://www.ovro.caltech.edu/> et <http://www.aoc.nrao.edu/smyers/cmb.html>

³Voir le site internet : <http://quest.arc.nasa.gov/lfs/about-kaos5E.html>

coordonnées sont exprimées en arcsec par rapport au centre (0",0") (voir la Table 3.1 pour la position centrale).

3.2 Arp 220 :

Arp 220 (voir la Fig. 3.5) est la galaxie IR Ultra-Lumineuse (ULIRG) la plus proche, et par conséquent la plus étudiée. Sa distance a été estimée par de Vaucouleurs [1991] (en utilisant $H_0 = 70 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$) à 77 Mpc. Les diamètres de cette galaxie sont de $1.5' \times 1.2'$ (d'après la base de données NED). Arp 220 a deux noyaux, vus en radio et en IR proche [Graham et al., 1990, Condon et al., 1991], séparés par $\approx 0.9''$ [Scoville et al., 1998a]. L'origine de l'intense émission en IR lointain d'Arp 220 a été fortement discutée : les observations à haute résolution angulaire (interférométrie à très longue base : VLBI⁴) effectuées par Smith et al. [1998] mettent en évidence le fait que l'émission radio du noyau situé au nord-ouest provient d'une flambée de formation d'étoiles. Heckman et al. [1987] ont montré l'existence d'énormes filaments de H_α suggérant aussi une forte activité de flambée de formation d'étoiles. Mais les propriétés optiques et IR proche d'Arp 220 sont aussi expliquée par la présence d'un noyau actif de galaxies (NAG ou AGN) entouré d'un disque de poussières. La fraction de la luminosité IR due à l'AGN dans Arp 220 est donc encore discutée à l'heure actuelle.

Les raies de $^{12}\text{CO}(1-0)$ et de $^{12}\text{CO}(2-1)$ ont été précédemment observées par Young et al. [1984], Sanders & Mirabel [1985], Scoville et al. [1986a,b], Casoli et al. [1988], Solomon et al. [1990], Scoville et al. [1991], Rigopoulou et al. [1996], Scoville et al. [1997], Taniguchi & Ohyama [1998], Evans et al. [1999], Mauersberger et al. [1999], Wiedner et al. [2002]. La masse de gaz moléculaire du noyau calculée par Lisenfeld et al. [2000] est estimée à $M(H_2) = 4.2 \times 10^{10} M_\odot$. Le carbone atomique dans Arp 220 a été détecté par Gerin & Phillips [1998, 2000]. On a aussi observé cette galaxie les émissions des raies de CN et de HNC (Aalto et al. 2002).

L'émission radio continuum à 21 cm (1.4 GHz) a été obtenue avec une résolution angulaire élevée ($\approx 0.22''$) par Mundell et al. [2001] qui ont également détecté la raie en absorption de l'hydrogène neutre.

Dans cette étude, pour la galaxie Arp 220, nous avons de nouveau analysé les spectres en émission des raies de $[\text{C I}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ et de $^{12}\text{CO}(3-2)$ présentés dans Gerin & Phillips [1998](Fig. 3.6). Ces spectres ont été obtenus pour la position centrale (noyau) d'Arp 220 (voir les coordonnées du centre (0",0) dans la Table 3.1).

3.3 Centaurus A :

Centaurus A (également connu sous le nom de NGC 5128) est l'exemple le plus célèbre, et le premier découvert, d'une galaxie de type précoce obscurcie par une quantité importante de poussières (voir la Fig. 3.7). Cette galaxie est répertoriée dans l'Atlas de Hubble. Centaurus A est la galaxie radios la plus proche (sa distance est estimée à 3.5 Mpc par de Vaucouleurs et al. 1979, distance utilisée également dans Ebneter & Balick 1983, Rice et al. 1988, Hui et al. 1993, Soria et al. 1996, Israel et al. 1998 et dans ce travail) qui arbore en son centre une source de rayonnement radio continu de quelques milliarcsecond [Kellermann, 1974, Shaffer & Schilizzi, 1975, Kellermann et al., 1997] et deux lobes radio géants, deux manifestations de la présence d'un trou noir massif (la galaxie est classifiée comme Seyfert 2 dans la base de données NED). La formation des étoiles semble être localisée dans le disque de poussières, comme le démontre la présence de régions H_{II} ainsi que la présence d'étoiles de type Wolf-Rayet (WR) (voir Moellenhoff 1979). Une population stellaire plus vieille qui se répartit sur

⁴Voir le site internet : <http://www.jive.nl/>

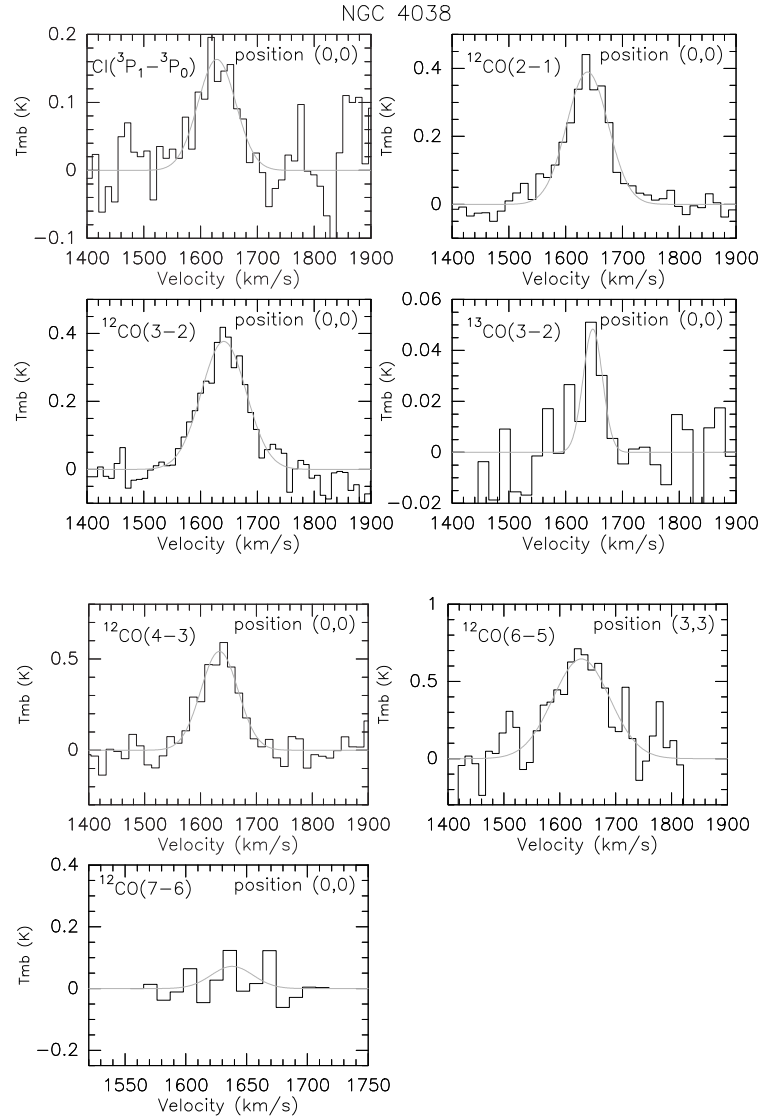


FIG. 3.2 – Spectres du noyau de NGC 4038 dans la galaxie des Antennes (voir les coordonnées du centre (0",0") dans la Table 3.1). Les raies détectées sont indiquées en haut à gauche de chaque spectre tandis que les positions exprimées en arcsec par rapport au centre (0",0") sont spécifiées en haut à droite. Les vitesses (axe horizontal) sont exprimées dans le système LSR (V_{LSR}) en kms^{-1} . L'intensité de la raie (axe vertical) est en unité de T_{mb} (K). La courbe grise correspond à un ajustement gaussien (voir la Partie 1 Chap. 4). Le spectre du $[CI](^3P_1-^3P_0)$ (en haut à gauche) provient de Gerin & Phillips [2000] mais a été de nouveau analysé.

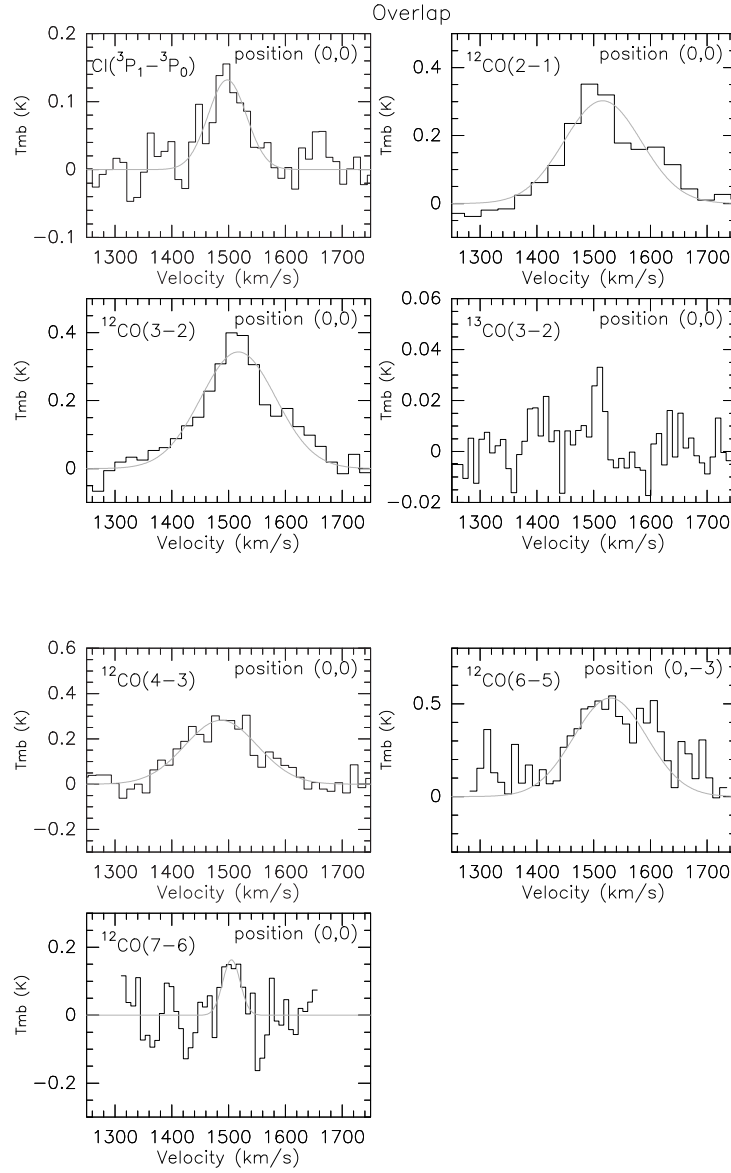


FIG. 3.3 – Spectres pour la position centrale d'Overlap dans la galaxie des Antennes (cf les coordonnées du centre dans la Table 3.1) présentés de la même manière que pour la Fig. 3.2. Le spectre du $[CI](^3P_1-^3P_0)$ (en haut à gauche) provient de Gerin & Phillips [2000] mais a été de nouveau analysé.

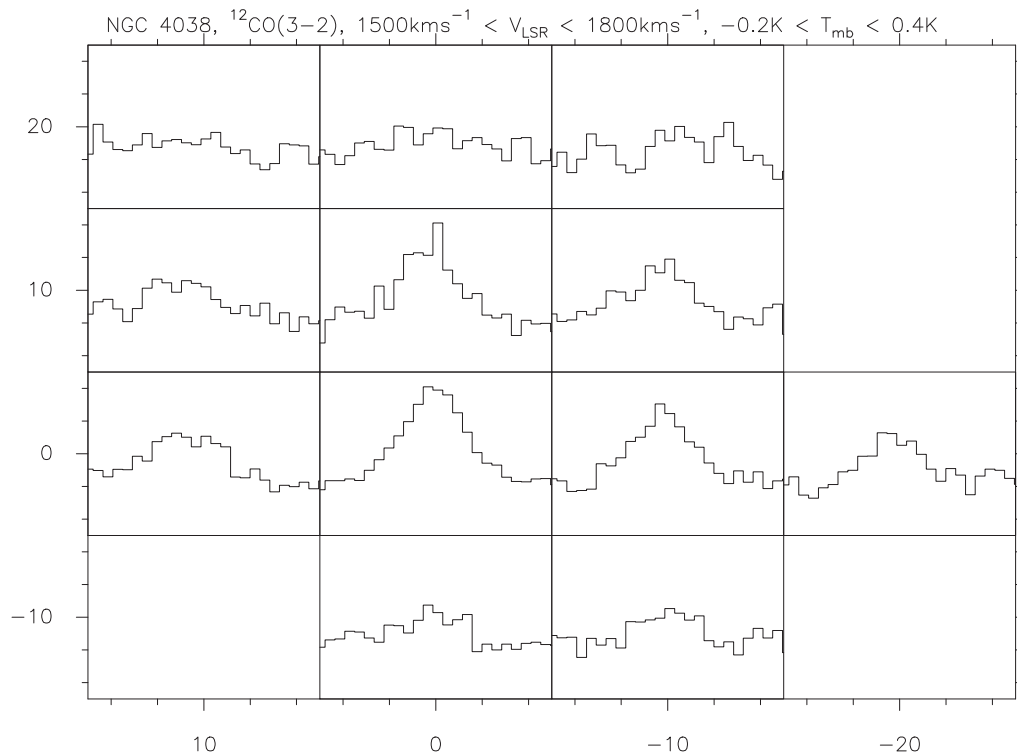


FIG. 3.4 – Carte de spectres de la région centrale de NGC 4038. La raie observée est spécifiée sur la figure comme l'intervalle de vitesse et d'intensité utilisés. Les vitesses sont exprimées dans le système LSR (V_{LSR}) en kms^{-1} et l'intensité de la raie est en unité de T_{mb} (K).

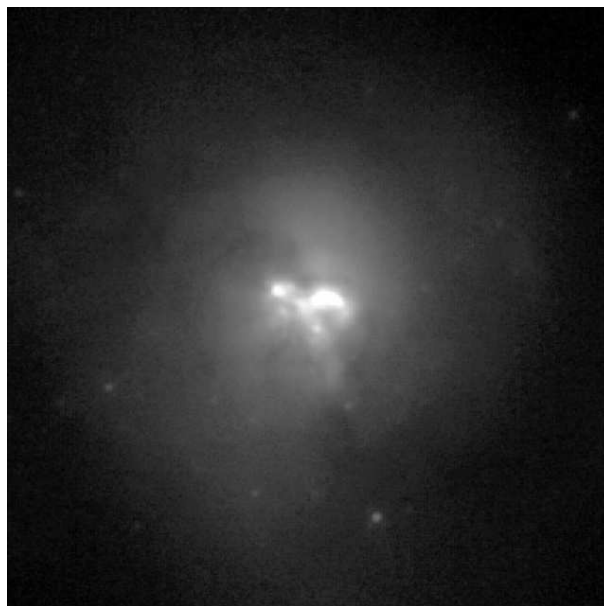


FIG. 3.5 – La galaxie Arp 220 vue par le *Hubble Space Telescope*.

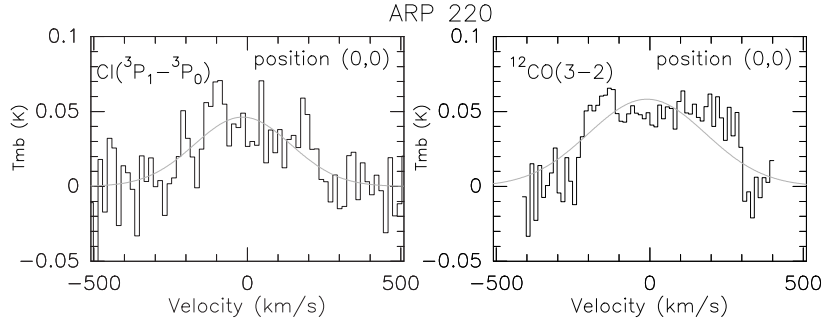


FIG. 3.6 – Spectres du noyau d'Arp 220 (coordonnées du centre (0'',0'') disponibles dans la Table 3.1). Voir la légende de la Fig. 3.2. Les deux spectres présentés sur cette figure sont issus de Gerin & Phillips [1998] mais ont été de nouveau analysés.

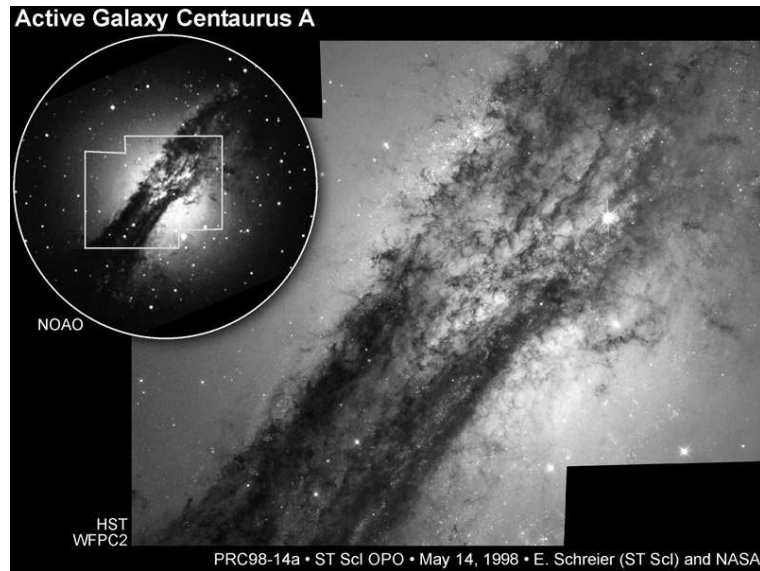


FIG. 3.7 – La galaxie Centaurus A observée par le *Hubble Space Telescope*.

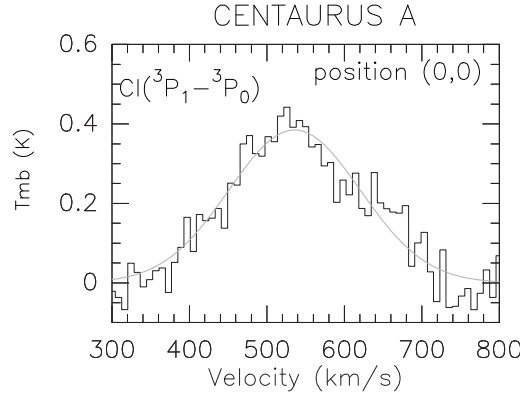


FIG. 3.8 – Spectre du noyau de Centaurus A (coordonnées du centre (0",0") répertoriées dans la Table 3.1). Voir la légende de la Fig. 3.2. Ce spectre provient de Gerin & Phillips [2000] mais a été de nouveau analysé.

le grand axe perpendiculaire au disque de poussière a été identifiée par Baade & Minkowski [1954]. Cette population a été mise en lumière sur une photographie du ciel profond (contraste optimum) réalisée par van den Bergh [1976], Graham [1981]. Les diamètres de Centaurus A d'après la base de données de NED, sont de $25.7' \times 20.0'$.

La raie à 21cm de l'hydrogène a été observée en absorption par Whiteoak & Gardner [1971], Gardner & Whiteoak [1976], van der Hulst et al. [1983]. Des mesures en absorption des raies $^{12}\text{CO}(1-0)$, $(2-1)$ et $(3-2)$ et $^{13}\text{CO}(1-0)$ et $(2-1)$ sont décrites dans Eckart et al. [1990a], Israel et al. [1990, 1991]. Beaucoup d'autres espèces et de transitions moléculaires ont été également détectées en absorption : H_2CO , OH et NH_3 dans Gardner & Whiteoak [1976], Seaquist & Bell [1990]; HCO^+ , $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$, HCN , HNC , CN , et CS dans Eckart et al. [1990a], Israel et al. [1990, 1991], Wiklind & Combes [1997]; H_2CO , OH et NH_3 dans Gardner & Whiteoak [1976], Seaquist & Bell [1990]; HCO^+ , $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$, HCN , HNC , CN , et CS dans Eckart et al. [1990a], Israel et al. [1990, 1991], Wiklind & Combes [1997]. Les raies $^{12}\text{CO}(1-0)$, $(2-1)$, $(3-2)$, $^{13}\text{CO}(1-0)$, $(2-1)$, $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ et l'émission H_2 ont été obtenus par Phillips et al. [1987], Eckart et al. [1990b], Israel et al. [1990, 1991], Quillen et al. [1992], Wild et al. [1997], Charmandaris et al. [2000]. Seaquist & Bell [1986], Bell & Seaquist [1988] ont détecté du C_3H_2 tandis que Wild & Eckart [2000] ont observé en émission et en absorption du $\text{HCN}(1-0)$, $\text{CS}(2-1)$, et du $\text{CS}(3-2)$.

Dans ce travail, pour Centaurus A, nous avons de nouveau analysé le spectre du $[\text{Cl}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ du noyau issu de Gerin & Phillips [2000]. Il est présenté dans la Fig. 3.8.

3.4 Henize 2-10 :

Henize 2-10 (voir la Fig. 3.9) est une galaxie naine bleue compacte (diamètres de $1.93' \times 1.35'$ d'après la base de données NED) avec une métallicité de $12 + \log(\frac{\text{O}}{\text{H}}) \approx 8.93$ [Zaritsky et al., 1994]. Cette galaxie présente une double structure au niveau de son noyau suggérant qu'elle résulte de la fusion de deux galaxies [Baas et al., 1994]. A partir des observations en optique, IR et radio d'Henize 2-10, une distance a été établie : $D = 6$ Mpc [Johansson, 1987]. Henize 2-10 est riche en hydrogène neutre [Allen et al., 1976] et contient une population considérable d'étoiles de type WR [Dodorico et al., 1983, Kawara et al., 1987].

De précédentes observations dans les raies de CO sont rapportées par Baas et al. [1994], Kobulnicky et al. [1995], Kobulnicky & Johnson [1999], Meier & Turner [2001]. La région

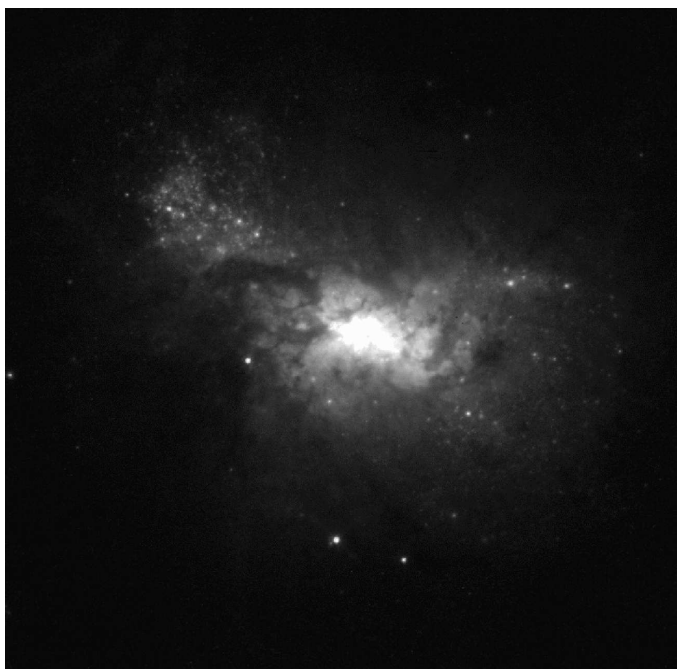


FIG. 3.9 – La galaxie Henize 2-10 détectée par le *Hubble Space Telescope*.

centrale est très active, avec des raies de CO intenses et étroites. La flambée de formation d'étoiles semble donc confinée au noyau de la galaxie soit dans un rayon de 5'' (150 pc).

Ici, nous avons observé le noyau d'Henize 2-10 (voir la Fig. 3.10) dans les raies suivantes : $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{13}\text{CO}(3-2)$, $^{12}\text{CO}(4-3)$, $^{12}\text{CO}(6-5)$ et $^{12}\text{CO}(7-6)$. La détection du carbone atomique [C I]($^3\text{P}_1-^3\text{P}_0$) provient de Gerin & Phillips [2000] mais le spectre a été de nouveau analysé.

3.5 IC 10 :

IC 10 (voir la Fig. 3.11) est une galaxie naine bleue compacte (diamètres de $6.8' \times 5.8'$ d'après la base de données de NED) avec de multiples zones actives en formation d'étoiles. La zone la plus lumineuse contient plusieurs étoiles de type WR [Richer et al., 2001]. Un nombre important d'étoiles WR a été confirmé par des observations du satellite *Chandra* ainsi que par des observations du *Hubble Space Telescope (HST)* présentées dans Bauer & Brandt [2004]. Massey [1985], Massey et al. [1992], Maeder & Conti [1994], Royer et al. [2001], Massey & Holmes [2002], Crowther et al. [2003], Holmes & Massey [2003], Clark & Crowther [2004] ont également étudié la teneur en WR de IC 10. Cette galaxie est considérée comme celle ayant la densité surfacique en WR la plus élevée de n'importe quelle galaxie du groupe local.

IC 10 a une métallicité proche de celle du petit nuage de Magellan (LMC), c'est-à-dire inférieure à celle de la Voie Lactée d'un facteur 4 [Arimoto et al., 1996]. Garnett [1990] rapportent $12 + \log(\frac{O}{H}) = 8.26$ pour IC 10 tandis que Boselli et al. [2002] proposent $12 + \log(\frac{O}{H}) = 8.31$, valeur que nous adoptons ici (voir la Table 3.1) car c'est la valeur la plus récente.

La distance de IC 10 est un paramètre difficile à obtenir, en raison de sa proximité et d'une forte extinction interstellaire dans sa direction. Beaucoup de déterminations de distance ont été obtenues : en employant les trois plus grandes régions H II que contient la galaxie [Sandage & Tammann, 1974], en utilisant les étoiles WR, [Massey & Armandroff, 1995], en utilisant des observations multi-longueurs d'onde des Cepheides [Saha et al., 1996, Wilson et al., 1996, Sakai et al., 1999] et en utilisant la relation de Tully-Fisher [Bottinelli et al., 1984]. La valeur

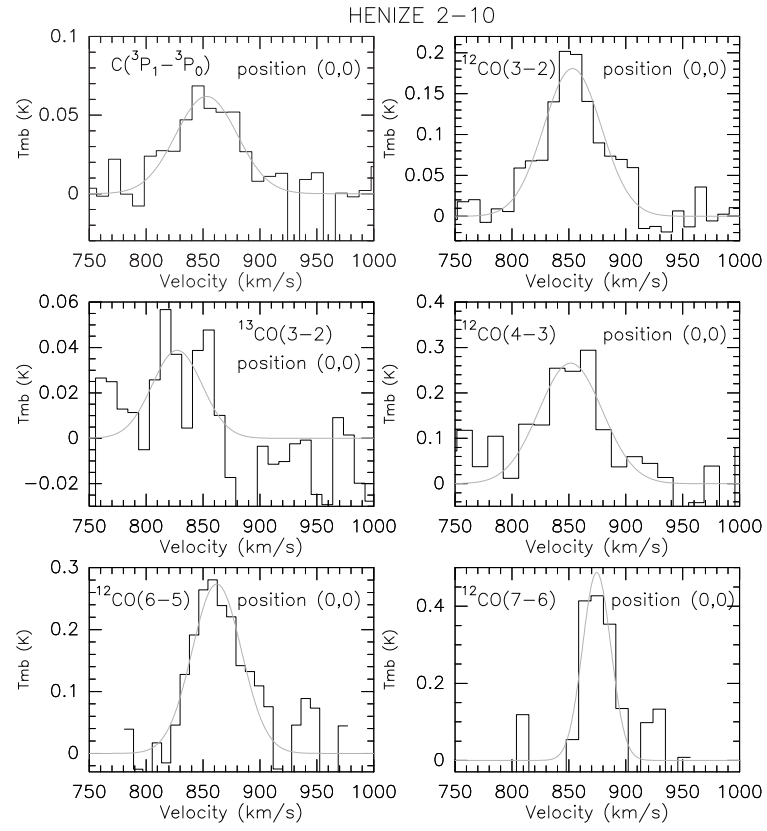


FIG. 3.10 – Spectres du noyau d’Henize 2-10 (coordonnées du centre (0",0")) dans la Table 3.1). Voir la légende de la Fig. 3.2. Le spectre du $[CI](^3P_1-^3P_0)$ (en haut à gauche) provient de Gerin & Phillips [2000] mais a été de nouveau analysé.



FIG. 3.11 – La galaxie IC 10 observée par le *Hubble Space Telescope*.

adoptée ici pour la distance de IC 10 est de 1 Mpc (voir la Table 3.1).

Ohta et al. [1988], Wilson & Reid [1991], Ohta et al. [1992] ont démontré qu'IC 10 contient une grande quantité de gaz moléculaire qui alimente directement l'activité de formation d'étoiles. Toute la masse de gaz moléculaire contenue dans le noyau d'IC 10 a été mesurée par Becker [1990] : $M(H_2) = 3.1 \times 10^6 M_\odot$. Des observations submillimétriques d'IC 10 ont été effectuées par Rowan-Robinson et al. [1980], Becker et al. [1989], Thronson et al. [1990], Wilson [1995], Petitpas & Wilson [1998a], Bolatto et al. [2000], Taylor et al. [2000], Glenn & Hunter [2001]. Bolatto et al. [2000] discutent de la teneur en carbone neutre d'IC 10. La raie [CII] en émission a été détectée par Madden et al. [1997] en employant l'avion KAO. Les observations issues de l'interféromètre OVRO en $^{12}\text{CO}(1-0)$ du disque d'IC 10 ont été présentées par Walter et al. [2004].

Westpfahl et al. [1996], Wilcots & Miller [1998] ont étudié la distribution et la cinématique de l'hydrogène neutre dans IC 10. La cinématique du gaz témoigne surtout de l'activité des étoiles les plus massives.

Dans ce travail de thèse, la Fig. 3.12 nous présente les spectres des raies de [CI]($^3\text{P}_1$ - $^3\text{P}_0$) (en haut à gauche, spectre issu de Gerin & Phillips 2000 mais qui a été de nouveau analysé), de [CI]($^3\text{P}_2$ - $^3\text{P}_1$) (en bas à gauche, spectre simultanément observé avec celui du $^{12}\text{CO}(7-6)$), de $^{12}\text{CO}(J=2-1)$, ($J=3-2$), ($J=4-3$), ($J=6-5$), ($J=7-6$) et $^{13}\text{CO}(J=3-2)$ pour le noyau de IC 10 (coordonnées du centre (0",0") répertoriées dans la Table 3.1). Nous avons aussi obtenu des cartes de spectres (en [CI]($^3\text{P}_1$ - $^3\text{P}_0$) (voir la Fig. 3.13), en $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ (voir la Fig. 3.14), en $^{12}\text{CO}(J=3-2)$ (voir la Fig. 3.15), en $^{13}\text{CO}(J=3-2)$ (voir la Fig. 3.16) et en $^{12}\text{CO}(J=4-3)$ (voir la Fig. 3.17)) pour d'autres positions dans la galaxie IC 10. Ces positions sont exprimées en arcsec par rapport au centre (0",0") (voir les axes sur les Figs. 3.13 à 3.17). Ces cartes nous permettent d'avoir davantage d'informations sur la structure et la distribution spatiale des différentes transitions de CO dans IC 10. Ces cartes sont surtout très intéressantes pour comparer des émissions du gaz et des poussières (voir la Partie 3).

3.6 IC 342 :

IC 342 (voir la Fig. 3.18) est une grande galaxie spirale vue de face (diamètres de $21.4' \times 20.9'$ d'après la base de données NED), à une distance de 1.8 Mpc [McCall, 1989, Karachentsev & Tikhonov, 1993]. L'inclinaison de IC 342 est de 25° tandis que la métallicité au centre est de $12 + \log(\frac{O}{H}) = 9.30$ [Vila-Costas & Edmunds, 1992, Garnett, 1998].

Cette galaxie a été intensément étudiée dans les raies de CO (les articles les plus récents sont Tilanus & Burton 1997, Henkel et al. 1998, Böker et al. 1999, Meier et al. 2000, Crosthwaite et al. 2001, Meier & Turner 2001, Schulz et al. 2001, Sheth et al. 2002, Sorai et al. 2002, Israel & Baas 2003, Mauersberger et al. 2003, Schinnerer et al. 2003,...). La masse du gaz moléculaire dans le noyau est estimée à environ $\approx 10^7 M_\odot$ [Israel & Baas, 2003]. Le carbone neutre a été d'abord détecté par Buettgenbach et al. [1992], Crosthwaite et al. [1998] puis par Israel & Baas [2003]. L'émission de la raie [CII] a été mesurée la première fois par Stacey et al. [1991]. Le méthanol a été détecté par Henkel et al. [1987]. Les observations de CN, C_2H , et HNC, ainsi que la tentative de détection de HC_3N sont toutes reportées dans Henkel et al. [1988]. Mauersberger & Henkel [1989] ont étudié la distribution et la cinématique du CS. Les observations submillimétriques des raies de HCN et de HCO^+ sont décrites dans Jackson et al. [1995] tandis que le HNC a été détecté par Huettemeister et al. [1995]. Le N_2H^+ , SiO, $\text{H}(\text{C}^{13})\text{O}^+$, $\text{H}(\text{C}^{13})\text{N}$, et le $\text{HN}(\text{C}^{13})$ ont été mesurés au centre de IC 342 par Mauersberger & Henkel [1991].

Crosthwaite et al. [2000] ont présenté une carte étendue de l'hydrogène neutre à travers le disque de IC 342.

Durant ces trois années de recherche, nous avons observé diverses positions de la galaxie

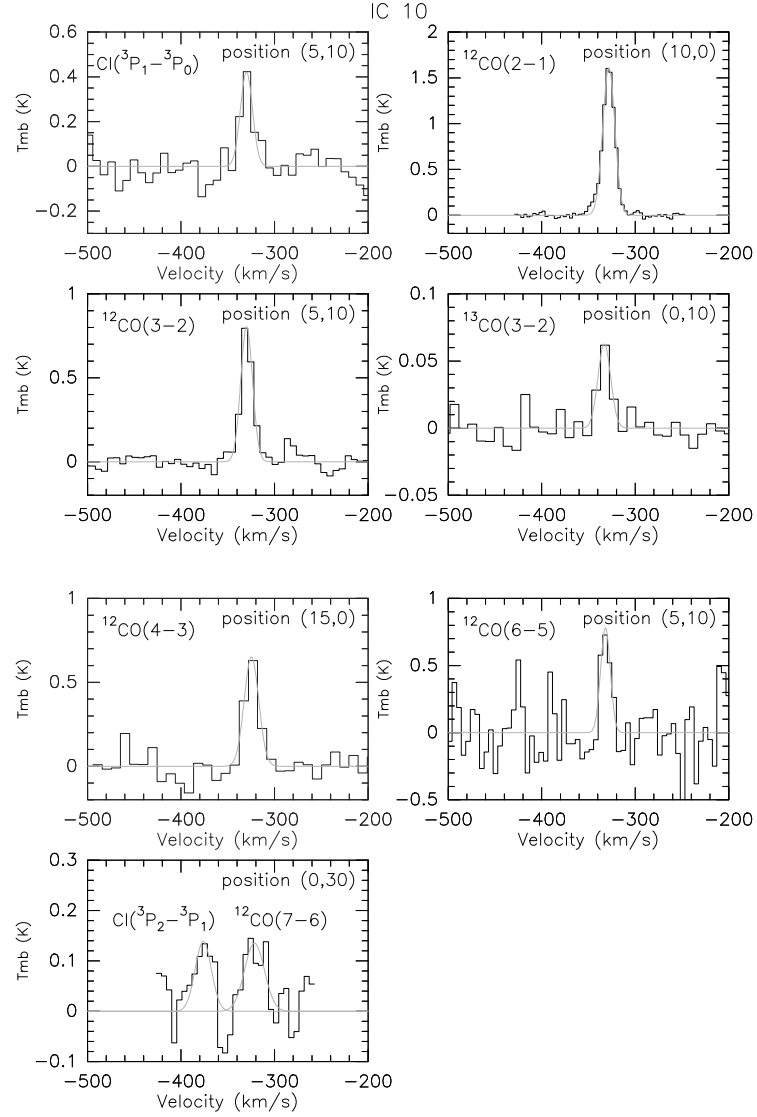


FIG. 3.12 – Observations du noyau de IC 10 (coordonnées du centre $(0'',0'')$ listées dans la Table 3.1). Voir la légende de la Fig. 3.2. Dans cette figure, nous présentons sur le même graphique (en bas à gauche) le spectre de la raie $[\text{Cl}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ et $^{12}\text{CO}(7-6)$ puisque ces deux raies ont été observées simultanément. Le spectre de la raie $[\text{Cl}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ (en haut à gauche) est issu de Gerin & Phillips [2000] mais il a été de nouveau analysé.

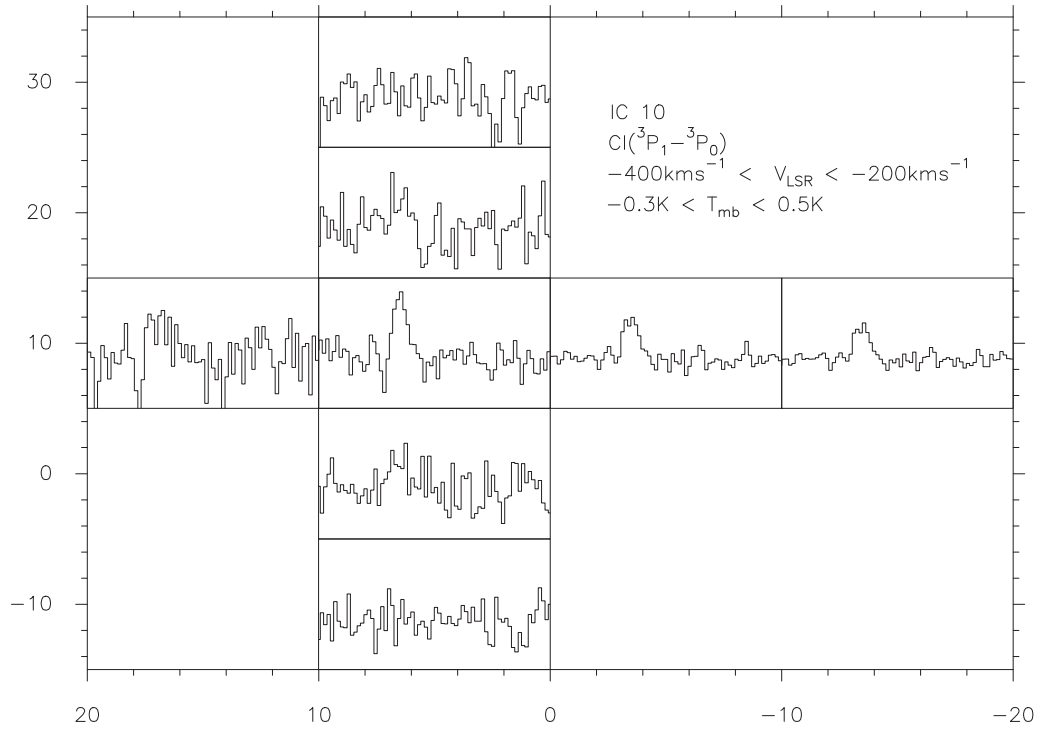


FIG. 3.13 – Carte de spectres de la région centrale de la galaxie IC 10. Voir la légende de la Fig. 3.4.

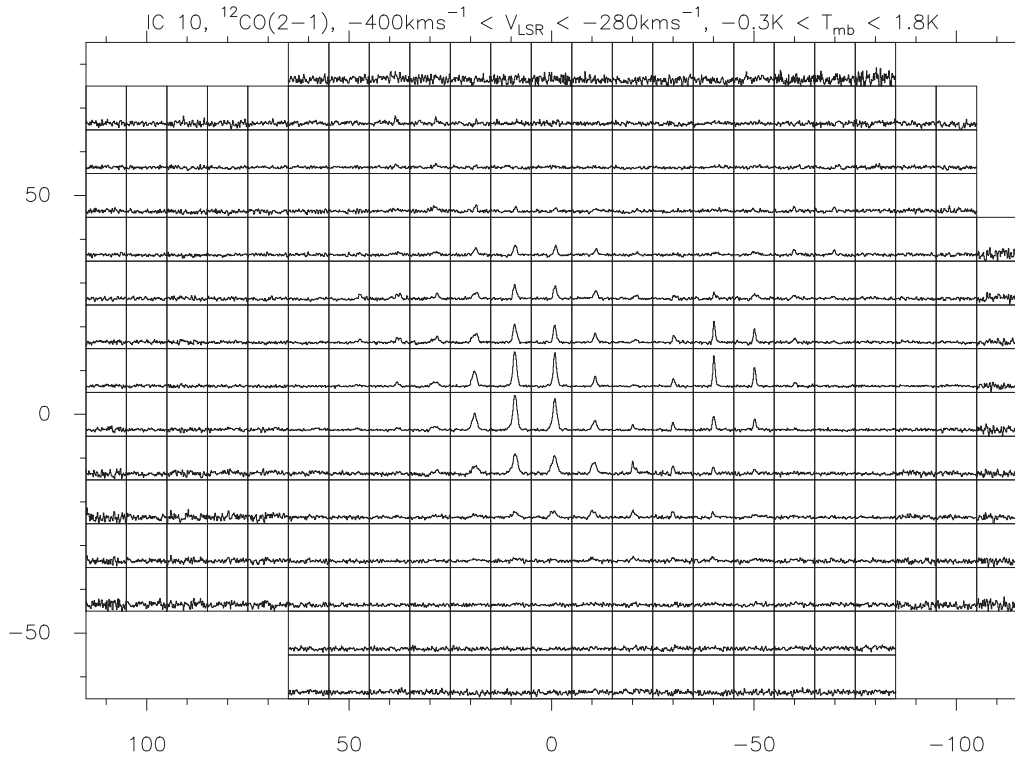


FIG. 3.14 – Carte de spectres de la galaxie IC 10. Voir la légende de la Fig. 3.4.



FIG. 3.15 – Carte de spectres de la galaxie IC 10. Voir la légende de la Fig. 3.4.

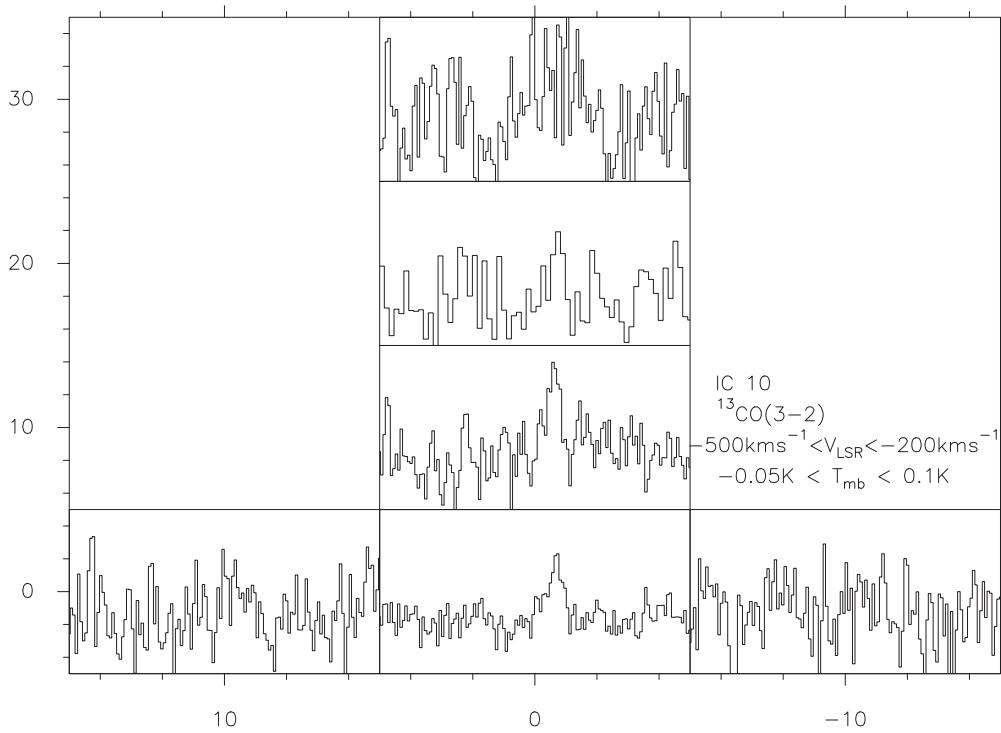


FIG. 3.16 – Carte de spectres de la région centrale de la galaxie IC 10. Voir la légende de la Fig. 3.4.

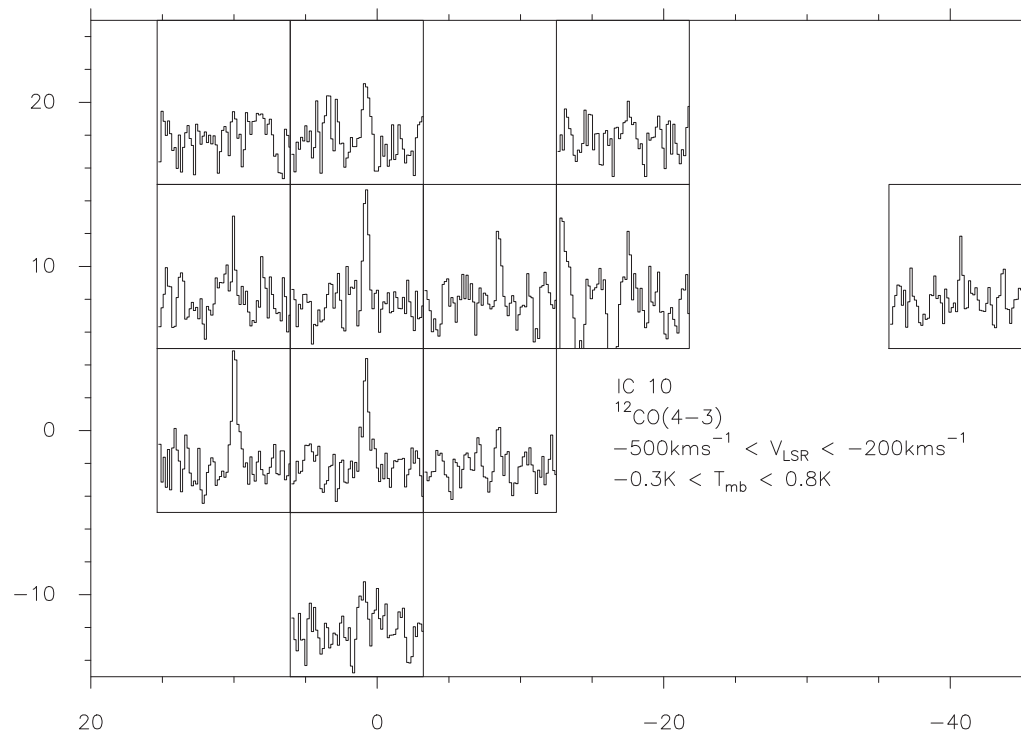


FIG. 3.17 – Carte de spectres de la région centrale de la galaxie IC 10. Voir la légende de la Fig. 3.4.



FIG. 3.18 – La galaxie IC 342 observée par le *Hubble Space Telescope*.

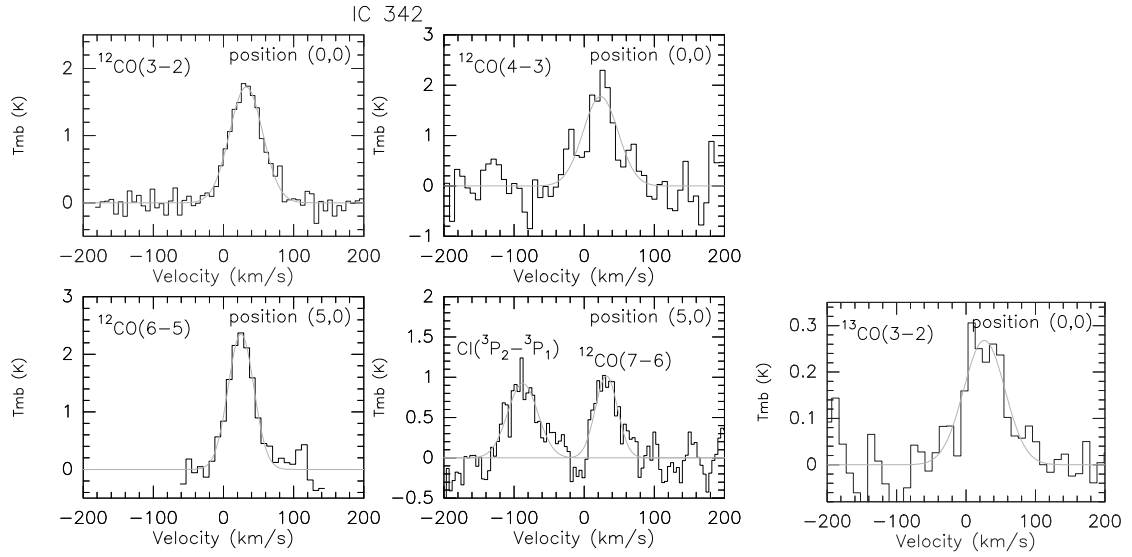


FIG. 3.19 – Observations du noyau de IC 342 (coordonnées du centre $(0'', 0'')$ disponibles dans la Table 3.1). Voir la légende de la Fig. 3.2. Nous présentons sur le même graphique (au milieu en bas) le spectre de la raie $[Cl](^3P_2-^3P_1)$ et $^{12}CO(7-6)$ puisqu'elles ont été détectées en même temps.

IC 342 dans les raies $^{12}CO(3-2)$ et $^{12}CO(6-5)$ (voir les cartes de l'intensité intégrée en vitesse (Fig. 3.21, haut et bas) et les spectres du noyau de IC 342 présentés dans la Fig. 3.19). Pour le centre de IC 342, nous avons détecté simultanément la raie $^{12}CO(7-6)$ et $[Cl](^3P_2-^3P_1)$, c'est pourquoi elles apparaissent sur le même graphique (voir la Fig. 3.19 au milieu à droite). Nous présentons aussi dans la Fig. 3.19, les spectres des raies $^{12}CO(3-2)$, $^{13}CO(3-2)$, $^{12}CO(4-3)$ et $^{12}CO(6-5)$ pour le noyau de IC 342. La Fig. 3.20 est quant à elle une carte de spectres de la raie $^{13}CO(3-2)$ de la région centrale de IC 342.

3.7 IRAS 10565+2448 :

IRAS 10565+2448 (voir la Fig. 3.22) se compose de deux galaxies interagissant l'une sur l'autre avec une séparation angulaire estimée à $8''$, ce qui correspond à environ 6.7 kpc. La galaxie compagnon semble être moins lumineuse que la galaxie principale [Scoville et al., 2000]. Une troisième galaxie et des queues de marée sont vues au nord-est de la galaxie principale mais hors du champ de vue des images issues de *NICMOS* [Murphy et al., 1996]. Les références de décalage vers le rouge (z ou "*redshift*") en optique proviennent de Kim et al. [1995] pour l'objet le plus à l'est et de Strauss et al. [1992] pour l'objet au nord-est. Ici, nous adoptons pour IRAS 10565+2448 la distance de 172 Mpc qui a été estimée par Glenn & Hunter [2001]. Avec la résolution du télescope *Arecibo*⁵ ($3.6''$), Mirabel & Sanders [1988] ont montré que le profil de la raie HI présente à la fois de l'émission et une très forte absorption. La source principale en optique et en IR proche montre également une intense raie de Br γ [Goldader et al., 1995] et des spectres typiques de régions HII [Armus et al., 1989, 1990, Veilleux et al., 1995]. Dans le domaine centimétrique, l'émission est très étendue et présente un coeur non thermique et non résolu.

Les raies de CO ont été mesurées par Downes & Solomon [1998], Glenn & Hunter [2001].

⁵Voir le site internet : <http://www.naic.edu/>

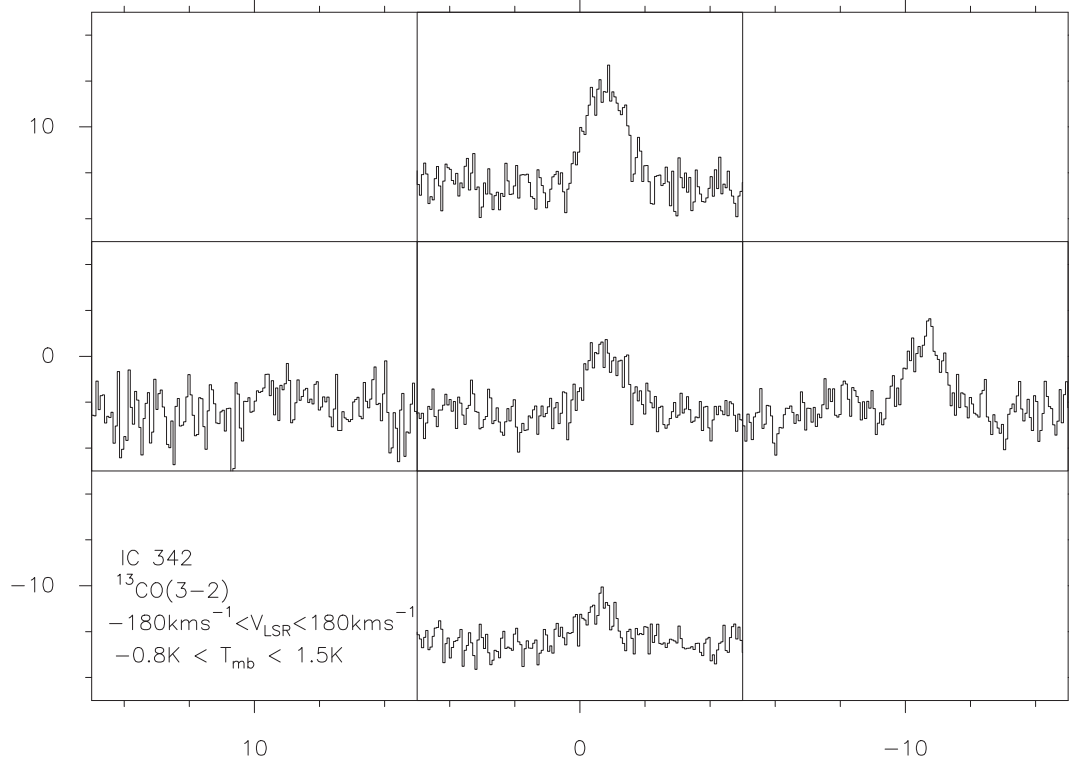


FIG. 3.20 – Carte de spectres de la région centrale de la galaxie IC 342. Voir la légende de la Fig. 3.4.

Les observations de la raie HI dans IRAS 10565+2448 ont été obtenues par van Driel et al. [2001].

Dans cette thèse, nous présentons deux spectres du noyau de la galaxie IRAS 10565+2448 : en [CI](3P_1 - 3P_0) (à gauche de la Fig. 3.23) et en $^{12}\text{CO}(3-2)$ (à droite de la Fig. 3.23). Le spectre en [CI](3P_1 - 3P_0) provient de Gerin & Phillips 2000 mais il a été de nouveau analysé.

3.8 M 51 :

Cette galaxie spirale vue de face ($i \approx 20^\circ$), classée Sbc et également connue sous le nom de “Whirlpool Galaxy” ou de NGC 5194 (voir la Fig. 3.24) a été le sujet de nombreuses études et observations dans un large éventail de longueurs d’onde. En particulier, sa structure spirale bien dessinée (diamètres de $11.2' \times 6.9'$, trouvés dans la base de données NED) a été l’outil idéal pour tester les théories de formation de bras spiraux [Knapen et al., 1992]. Feldmeier et al. [1997] ont estimé, pour M 51, une valeur de distance comprise entre 7.7 et 8.4 Mpc, tandis que de Vaucouleurs [1991] recommandent 9.6 Mpc. Nous conserverons dans la suite la valeur de la distance établie par de Vaucouleurs [1991] (voir Table 3.1).

M 51 a donc été intensément étudiée dans les raies de CO [Lo et al., 1991, Adler et al., 1992, Garcia-Burillo et al., 1993a,b, Rand, 1993, Nakai & Kuno, 1995, Scoville et al., 1998b, Aalto et al., 1999, Nietten et al., 1999, Vogel et al., 1999, Wielebinski et al., 1999, Dumke et al., 2001, Vila-Vilaró et al., 2001, Sorai et al., 2002, Tosaki et al., 2002, Schinnerer et al., 2004]. En utilisant l’image de *BIMA SONG*⁶ dans la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ de M 51, Thornley et al. [1998] ont étudié le contraste existant entre la région d’un bras spiral et la région située entre ce bras spiral et un autre (région inter-bras). La masse de gaz moléculaire du noyau (dans les 100

⁶Voir le site internet : <http://bima.astro.umd.edu/>

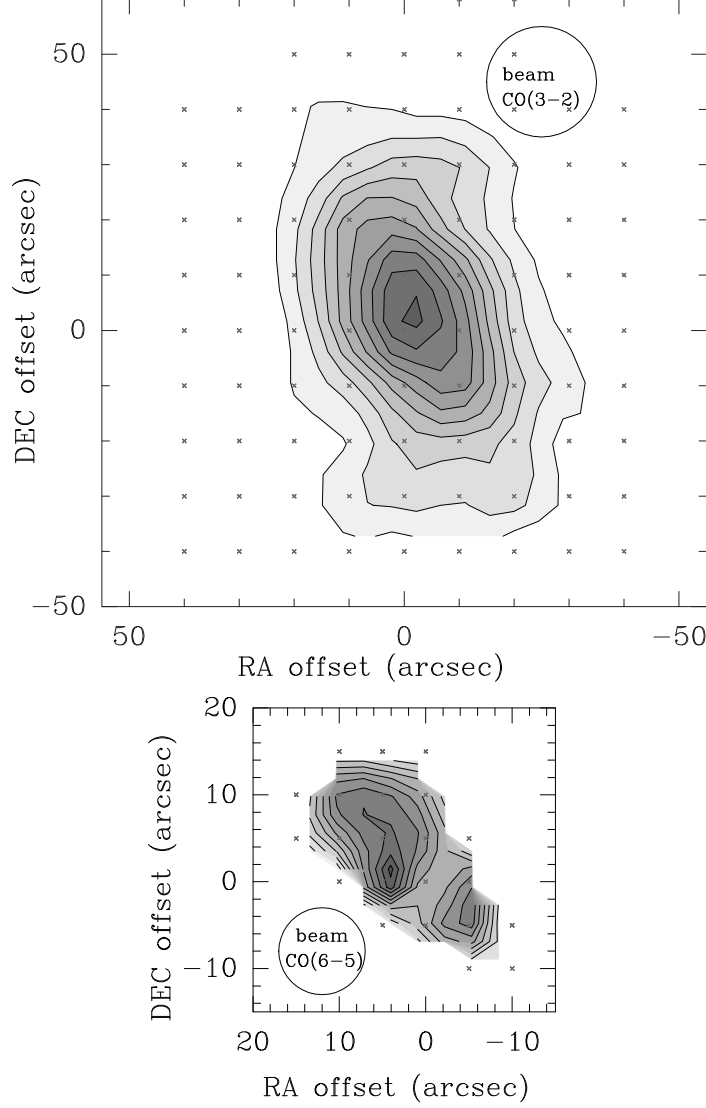


FIG. 3.21 – Carte de l'intensité intégrée en vitesse de la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$ (haut) et $^{12}\text{CO}(6-5)$ (bas) pour la région centrale de la galaxie IC 342. Les émissions en $^{12}\text{CO}(3-2)$ et $^{12}\text{CO}(6-5)$ sont respectivement intégrées entre -200 et 200 km s^{-1} et -50 et 150 km s^{-1} . Pour ces deux cartes, les positions manquantes de la grille ont été interpolées et les croix montrent les positions réellement observées. Les contours de la carte en $^{12}\text{CO}(3-2)$ varient entre $\int T_{mb} dv = 12 \text{ K km s}^{-1}$ et 112 K km s^{-1} par pas de 10 K km s^{-1} . Pour la carte en $^{12}\text{CO}(6-5)$, les contours varient entre $\int T_{mb} dv = 8 \text{ K km s}^{-1}$ et 108 K km s^{-1} par pas de 10 K km s^{-1} . La valeur maximale de la carte en $^{12}\text{CO}(3-2)$ est de $\int T_{mb} dv \approx 110 \text{ K km s}^{-1}$ tandis que la valeur maximale de la carte en $^{12}\text{CO}(6-5)$ est de $\int T_{mb} dv \approx 108 \text{ K km s}^{-1}$. Le rectangle noir tracé sur la figure du haut représente la taille de la figure du bas. Les cercles indiquent la taille respective des lobes principaux aux fréquences de la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$ ($\nu = 345 \text{ GHz}$) et $^{12}\text{CO}(6-5)$ ($\nu = 691 \text{ GHz}$). Les différentes positions observées sont exprimées en arcsec (abscisse : RA et ordonnée : DEC) par rapport au centre ($0'', 0''$), dont les coordonnées sont listées dans la Table 3.1.



FIG. 3.22 – La galaxie IRAS 10565 + 2448 observée par le *Hubble Space Telescope*.

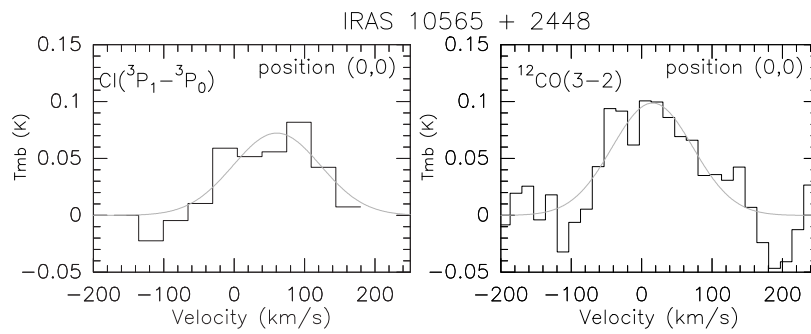


FIG. 3.23 – Spectres du noyau de la galaxie IRAS 10565+2448. Les coordonnées du centre (0",0") sont répertoriées dans la Table 3.1. Voir la légende de la Fig. 3.2. Le spectre de [CI]($^3\text{P}_1\text{-}^3\text{P}_0$) (à gauche) provient de Gerin & Phillips [2000] mais a été de nouveau analysé.

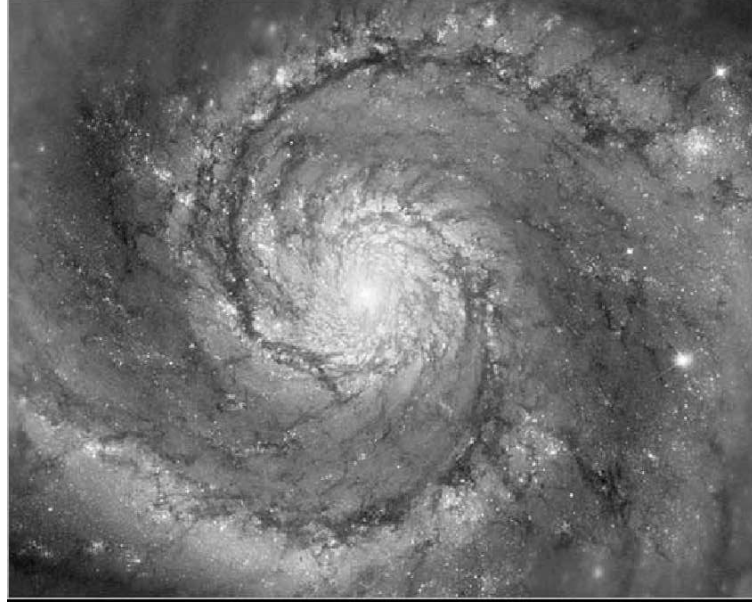


FIG. 3.24 – M 51 observée par le *Hubble Space Telescope*.

premiers parsecs), 2.7×10^8 [Scoville et al., 1998b] M_{\odot} , en choisissant un rapport conversion CO-H₂ standard (Galactique) et avec un lobe principal de 16'', a pu être établie à partir des données en ¹²CO(1-0). Des observations submillimétriques du carbone neutre dans M 51 ont été présentées par Benford et al. [1993] tandis que la raie [CII] a été détectée par Stacey et al. [1990]. L'émission de HCN de M 51 a été obtenue par Nguyen et al. [1992], Kohno et al. [1996], Helfer & Blitz [1997]. La première mesure de l'émission extragalactique de CS de M 51 a été effectuée par Paglione et al. [1995]. Guélin et al. [1995] ont observé l'émission continu à $\lambda = 1.2$ mm de M 51. L'émission d'hydrogène moléculaire a été mesurée par Hinkel et al. [2003].

Durant les multiples sessions d'observations effectuées au *CSO*, nous avons détecté pour le noyau de M 51 l'émission des raies [CI](³P₁-³P₀) (issu de Gerin & Phillips [2000] mais de nouveau analysé), ¹³CO(3-2), ¹²CO(4-3) et ¹²CO(7-6) (voir la Fig. 3.25). Pour cette dernière raie, malgré un long temps d'intégration (environ 50 min), aucune détection claire n'a pu être établie. Nous avons également observé la galaxie M 51 à des positions différentes du centre. La Fig. 3.26 présente ces détections dans les raies [CI](³P₁-³P₀) et ¹²CO(4-3).

3.9 M 82 :

Cette galaxie irrégulière particulière (voir la Fig. 3.27) est le compagnon le plus massif de la galaxie M 81. Ses diamètres sont de 11.2'×4.3' (trouvés dans la base de données NED). Son noyau héberge une flambée de formation d'étoiles intense avec une luminosité bolométrique cent fois plus grande que la luminosité bolométrique déduite d'un volume comparable de notre Galaxie [Telesco, 1988, Waller et al., 1992, Rieke et al., 1993, O'Connell et al., 1995]. La flambée de formation d'étoiles a été déclenchée par l'interaction avec M 81. M 82 est presque vue de profil (inclination de 81°). Sa distance calculée par Dumke et al. [2001] est de 3.2 Mpc (voir Table 3.1).

Les raies de CO dans M 82 sont parmi les signaux extragalactiques les plus intenses. Shen & Lo [1995], Henkel et al. [1998], Kikumoto et al. [1998], Neininger et al. [1998], Mao et al. [2000], Petitpas & Wilson [2000], Thuma et al. [2000], Dumke et al. [2001], Seaquist & Clark [2001], Taylor et al. [2001], Ward et al. [2001], Walter et al. [2002], Ward et al. [2003], Walter

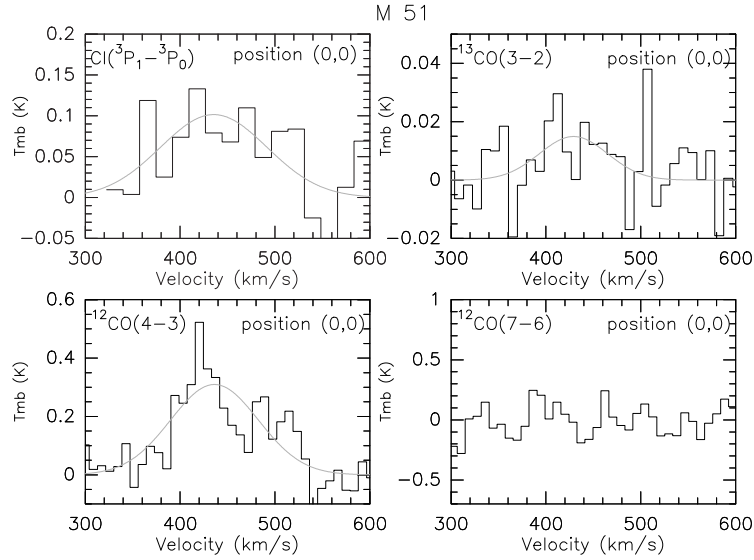


FIG. 3.25 – Spectres du noyau de M 51 (coordonnées du centre (0",0")) disponibles dans la Table 3.1). Voir la légende de la Fig. 3.2. Le spectre du [CII](3P_1 - 3P_0) (en haut à gauche) a déjà été présenté dans Gerin & Phillips [2000] mais a été de nouveau analysé ici.

et al. [2004] les ont étudiés. La masse du gaz moléculaire, estimée par Turner et al. [1990] vaut dans le noyau (360 pc) $M(H_2) = 8.0 \times 10^7 M_\odot$. Schilke et al. [1993], Stutzki et al. [1997], Petitpas & Wilson [2001] ont observé le carbone atomique dans M 82. La raie [CII] en émission a été détectée par Bock et al. [1993], Colbert et al. [1999]. On a également observé l'oxyde de silicium (SiO) et le radical (HCO) dans M 82 (voir, respectivement, García-Burillo et al. 2002, Usero & García-Burillo 2003). Les distributions radiales du rapport HCN/CO dans M 82 sont discutées dans Sorai et al. [2002]. Huettmeister et al. [1995] présentent les observations de HNC en émission, et Huettmeister et al. [1997] celles du formaldéhyde (H_2CO) et de l'émission du méthanol (CH_3OH). La première détection de l'ammoniac dans M 82 a été effectuée par Weiß et al. [2001].

La dynamique du gaz dans M 82 a été étudiée par Wills et al. [2001] à partir des données en absorption de l'hydrogène atomique à 21 cm obtenues par Pedlar et al. [2001].

Rodriguez-Rico et al. [2002] ont observé à haute résolution ($\sim 1''$) les raies de recombinaison radio de $H_{92}\alpha$ ($\lambda = 3.6$ cm) et de $H_{53}\alpha$ ($\lambda = 0.7$ mm) dans M 82. Leeuw et al. [1999] présentent les images de M 82 à $\lambda = 850 \mu m$ et $\lambda = 350 \mu m$.

La Fig. 3.28 montre les spectres que nous avons obtenus du noyau de M 82 pour les raies $^{12}CO(J=2-1)$ (à gauche) et ($J=6-5$) (à droite). Les Figs. 3.29 et 3.30 présentent respectivement des cartes de spectres $^{12}CO(J=2-1)$ et ($J=6-5$) à travers la région centrale de M 82.

3.10 M 83 :

M 83 (aussi connu sous le nom de NGC 5236) est une galaxie, spirale barrée [SAB(S)c] proche (voir la Fig. 3.31) à une distance de 3.5 Mpc [Thim et al., 2003]. Elle est presque vue de face ($i \approx 24^\circ$). Les diamètres de cette galaxie sont d'environ $12.9' \times 11.5'$ d'après la base de données NED. Aux longueurs d'onde optique et IR, la signature d'une flambée de formation d'étoiles est rapportée pour la région contenue dans les $20''$ autour du centre de la galaxie [Talbot et al., 1979, Gallais et al., 1991].

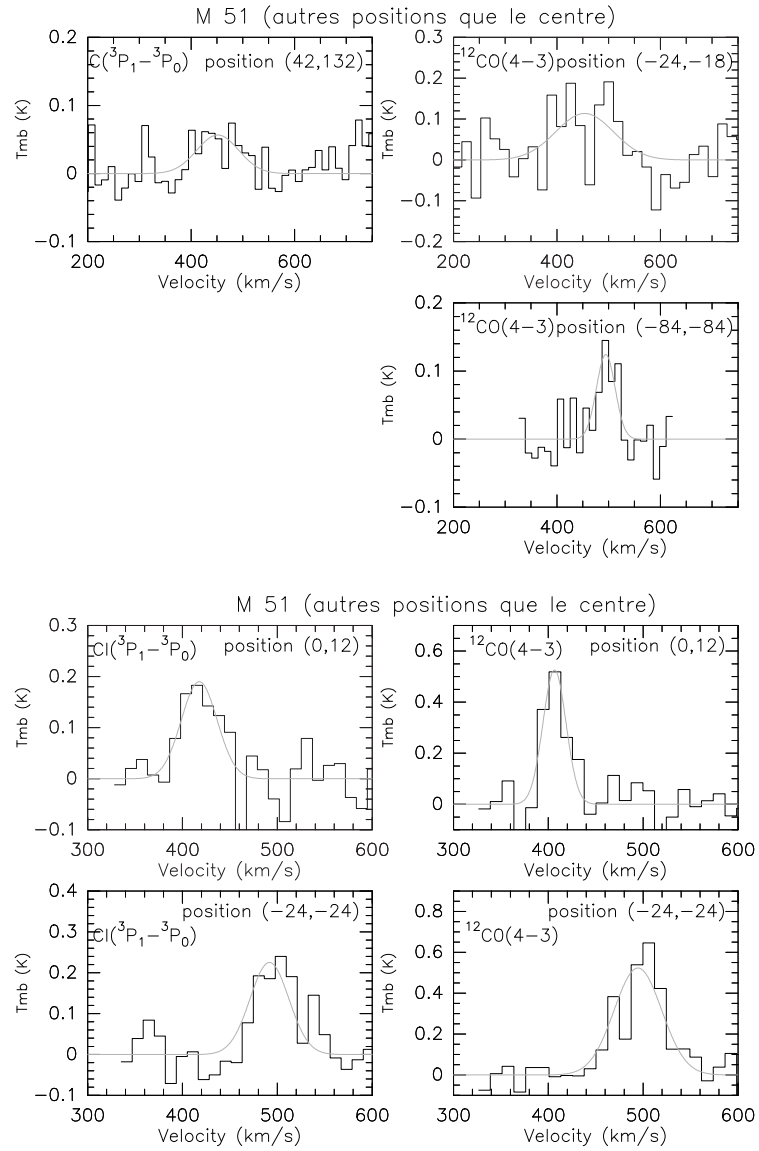


FIG. 3.26 – Spectres à différentes positions et différentes raies dans la galaxie M 51. Ces positions sont exprimées en arcsec par rapport au centre (0",0"), dont les coordonnées se trouvent dans la Table 3.1 Voir la légende de la Fig. 3.2.



FIG. 3.27 – M 82 observée par le *Hubble Space Telescope*.

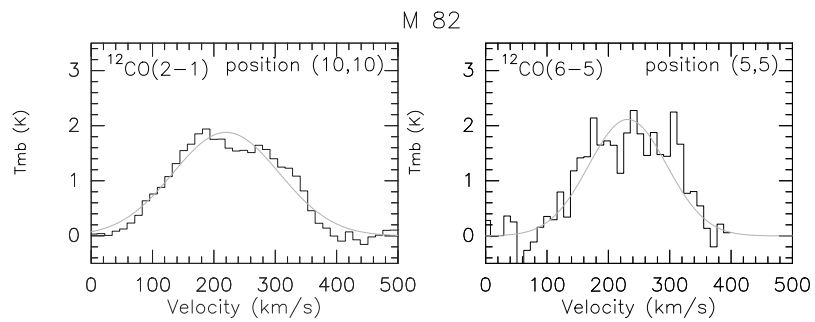


FIG. 3.28 – Spectres du noyau de M 82 (coordonnées du centre (0",0") répertoriées dans la Table 3.1). Voir la légende de la Fig. 3.2.

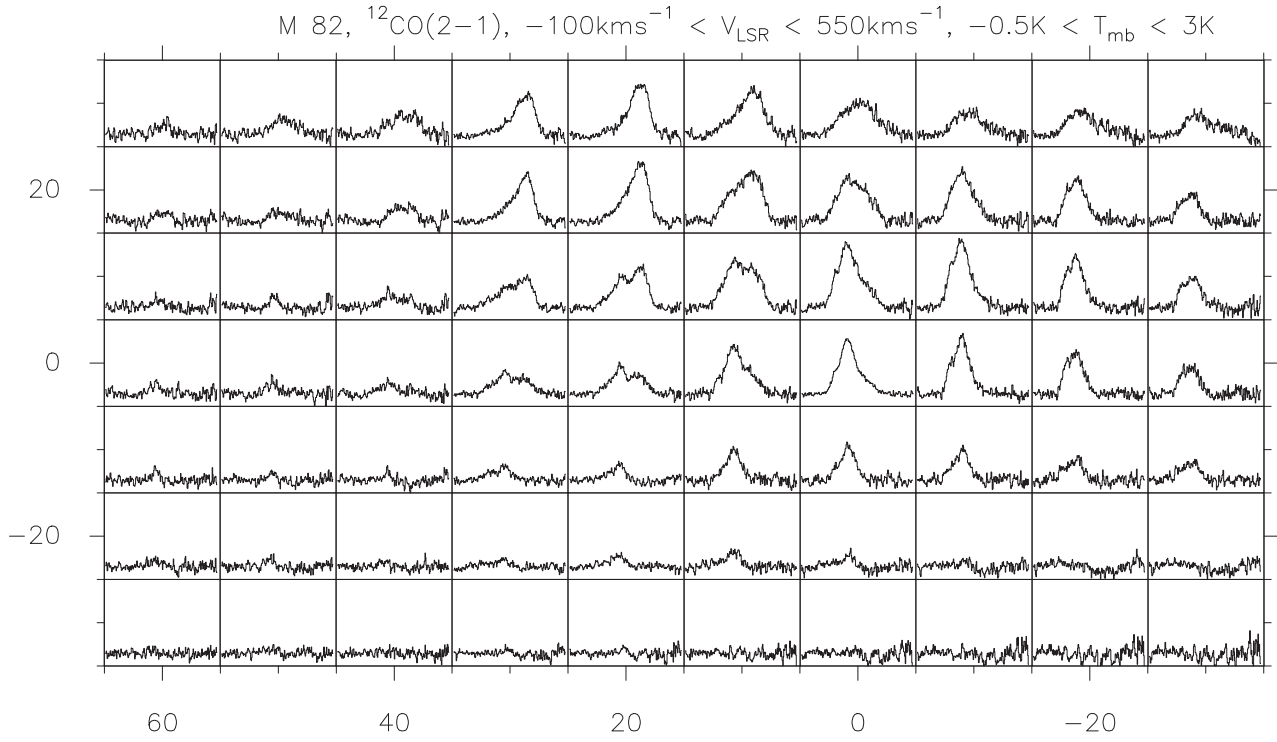


FIG. 3.29 – Carte de spectres de la région centrale de la galaxie M 82. Voir la légende de la Fig. 3.4.

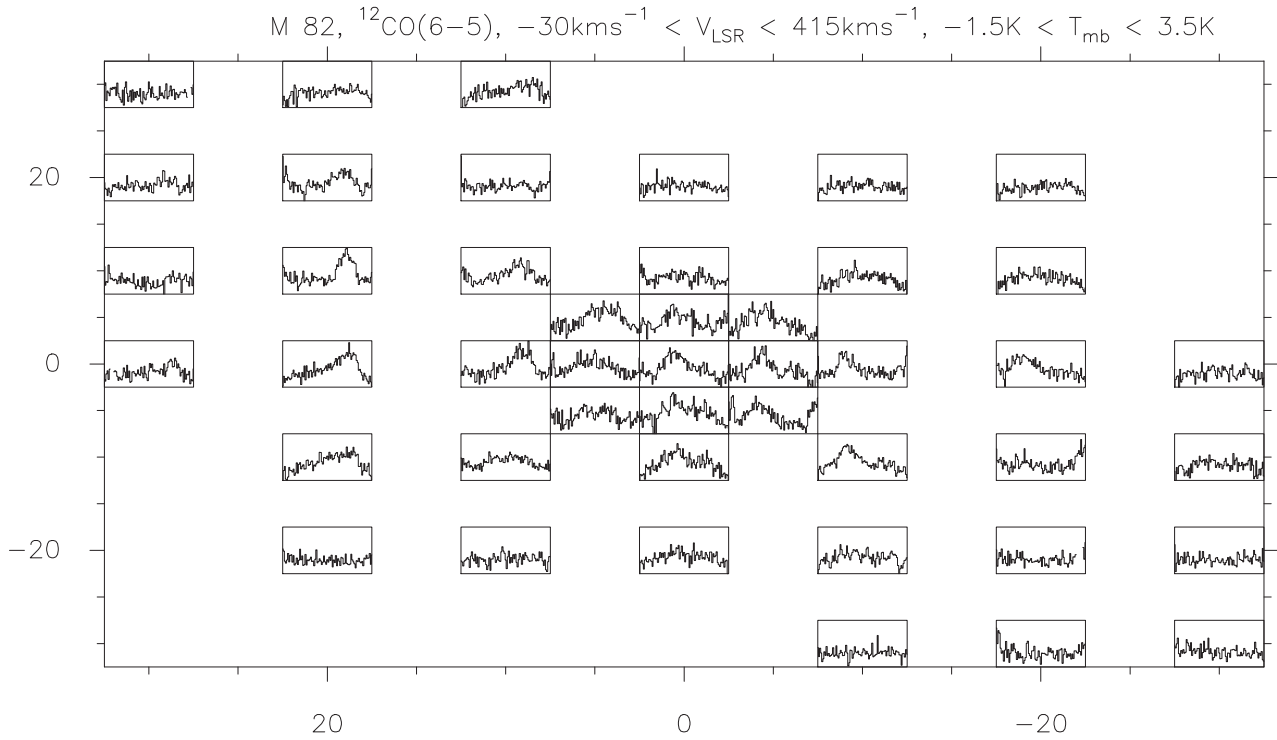


FIG. 3.30 – Carte de spectres de la région centrale de la galaxie M 82. Voir la légende de la Fig. 3.4.



FIG. 3.31 – M 83 observée par le *Hubble Space Telescope*.

Cette galaxie a été intensément étudiée dans les raies de CO [Combes et al., 1978, Sofue et al., 1987, Walker et al., 1992, Wall et al., 1993, Handa et al., 1994, Puxley et al., 1997, Kuno et al., 1998, Petitpas & Wilson, 1998b, Rand et al., 1999, Israel & Baas, 2001, Andersson, 2002, Crosthwaite, 2002, Yang et al., 2002, Lundgren et al., 2004, Zimmer et al., 2004]. La masse du gaz moléculaire dans le noyau, rapportée dans Israel & Baas [2001] est de $M(H_2) = 2.8 \pm 0.8 \times 10^7 M_\odot$. Une comparaison entre les raies de CO et une carte d'émission continuum submillimétrique faite à haute résolution a été effectuée par Smith et al. [1990]. Les observations du carbone atomique sont reportés dans Petitpas & Wilson [1998b], Israel & Baas [2001]. L'émission de la raie [CII] a été mesurée par Stacey et al. [1990] dans le noyau de la galaxie, et d'autres observations sont rapportées dans Madden et al. [1993]. D'autres molécules ont été détectées dans M 83 : CS [Mauersberger & Henkel, 1989], HNC [Huettemeister et al., 1995], HCN et HCO^+ [Nguyen et al., 1992]. L'émission du HI dans M 83 a été étudiée par Allen et al. [1986].

Pour cette étude, M 83 a été observée dans plusieurs régions dans les raies $^{12}CO(3-2)$ et $^{12}CO(6-5)$ (voir les cartes de l'intensité intégrée en vitesse de la Fig. 3.37). Les spectres présentés dans la Fig. 3.32 ont été obtenus pour la position centrale du noyau de M 83 dans les raies $^{12}CO(2-1)$, $^{12}CO(3-2)$, $^{13}CO(3-2)$, $^{12}CO(4-3)$ et $^{12}CO(6-5)$. Les Figs. 3.33 et 3.35 montrent l'émission en $^{13}CO(3-2)$ pour d'autres positions de M 83 (positions exprimées en arcsec par rapport au centre (0",0"), dont les coordonnées sont répertoriées dans la Table 3.1). Nous avons aussi observé diverses positions de M 83 en $^{12}CO(2-1)$ (voir la Fig. 3.34) et en $^{12}CO(4-3)$ (voir la Fig. 3.36). Nous avons également étudié (en $^{12}CO(3-2)$, $^{13}CO(3-2)$ et $^{12}CO(4-3)$) les bras de M 83, eux aussi actifs en terme de formation d'étoiles : le bras situé au nord-est (90",30" et 100",30") représenté en haut de la Fig. 3.33 et le bras localisé au sud-ouest (bas de la Fig. 3.33).

3.11 Markarian 231 (Mrk 231) :

Dans l'univers local ($z < 0.05$), Markarian 231 ($D=173.9$ Mpc issue de Bryant & Scoville 1999) est une des galaxies ULIRGs les plus lumineuses et les plus étudiées (voir la Fig. 3.38) après Arp 220. Cette galaxie est connue pour contenir à la fois une flambée de formation d'étoiles très intense [Smith et al., 1995] et un noyau actif (galaxie de type Seyfert 2). Les observations radio des quelques kiloparsec centraux suggèrent que la formation d'étoiles se

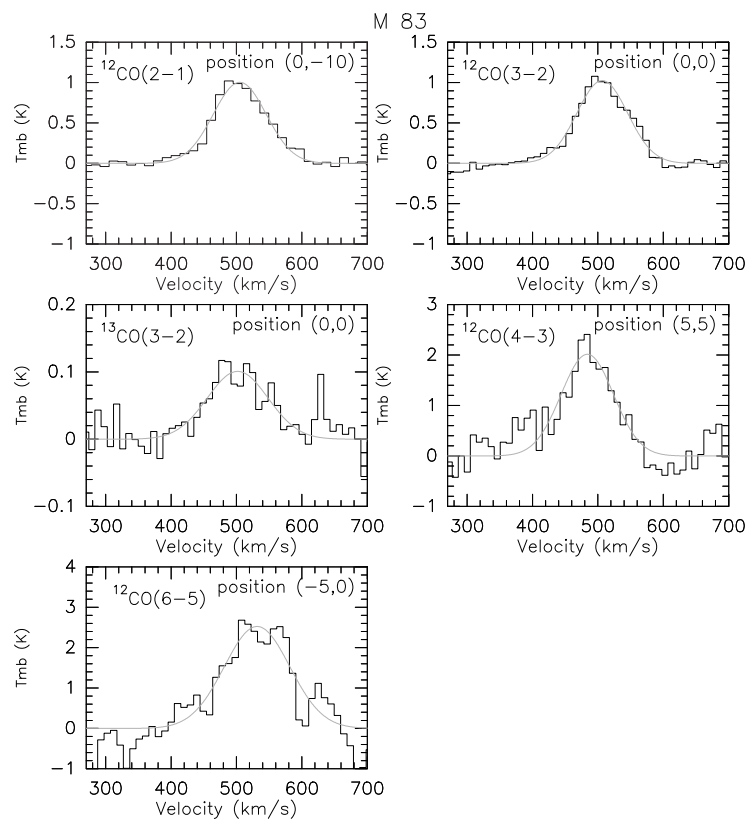


FIG. 3.32 – Spectres du noyau de M 83 (coordonnées du centre (0",0") répertoriées dans la Table 3.1). Voir la légende de la Fig. 3.2.

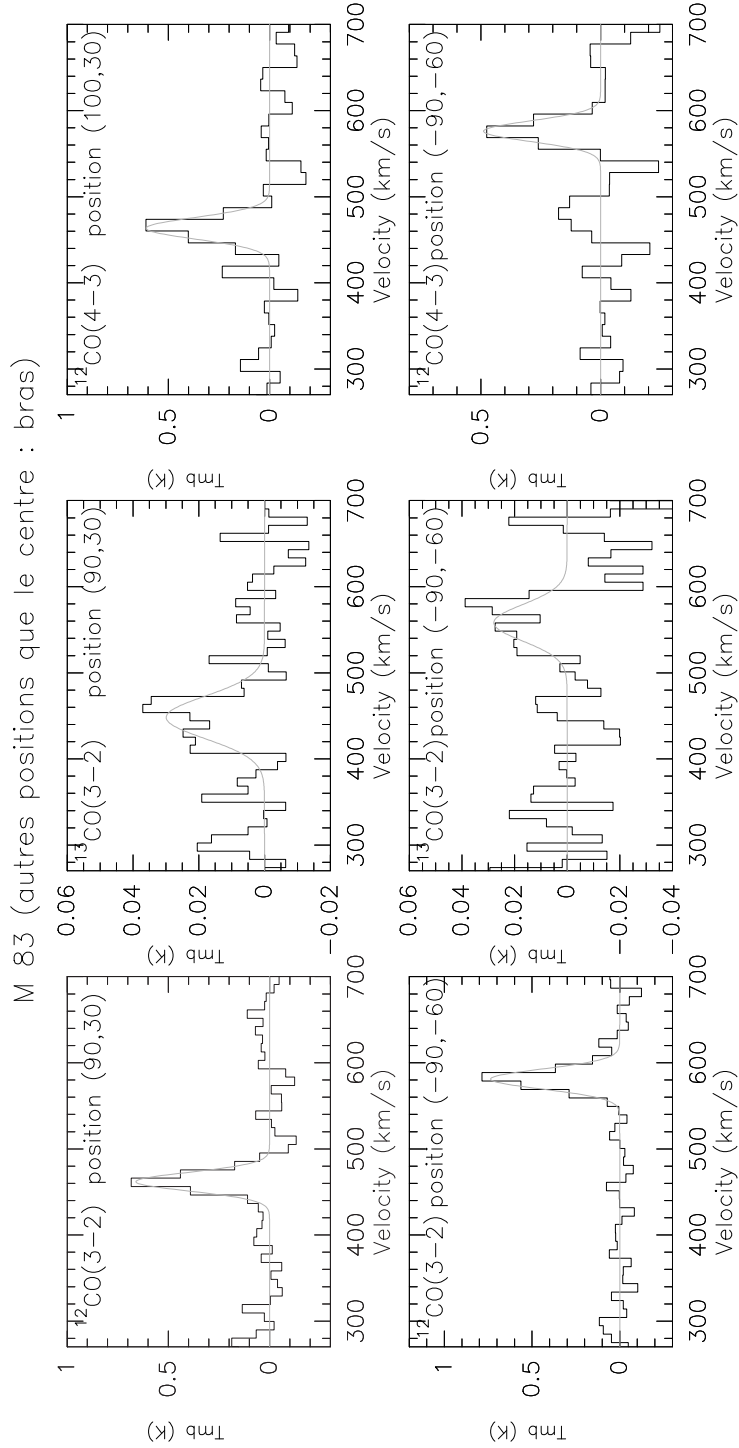


FIG. 3.33 – Spectres observés dans les bras de M 83 à des positions exprimées en arcsec par rapport au centre (0",0"), dont les coordonnées se trouvent dans la Table 3.1. Le bras situé au nord-est a pour position (90"-100",30") (haut) et le bras situé au sud-ouest correspond à la position (-90",-60") (bas). Voir la légende de la Fig. 3.2.

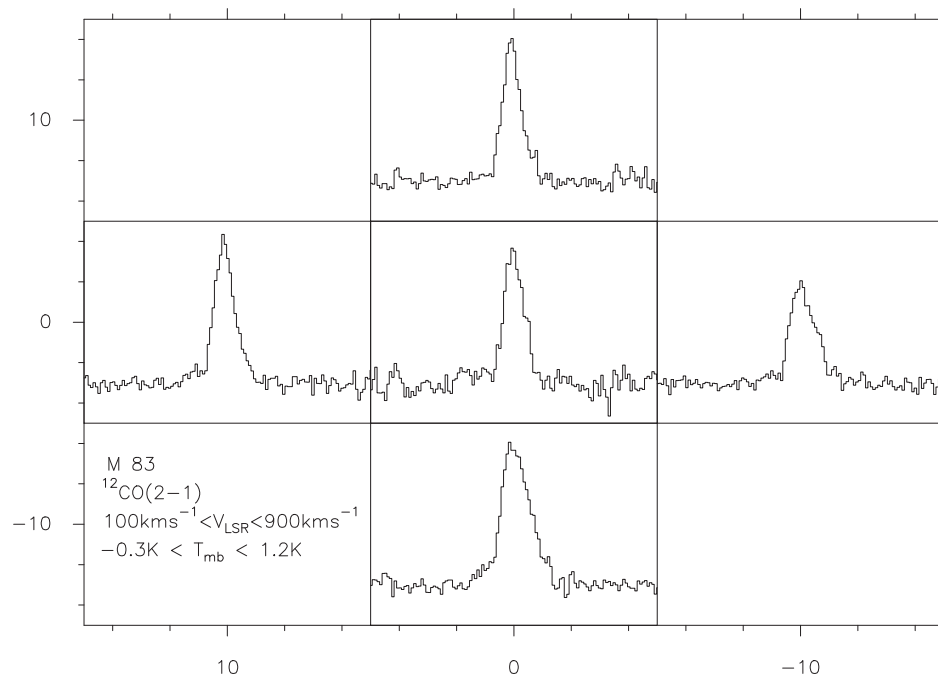


FIG. 3.34 – Carte de spectres de la région centrale de la galaxie M 83. Voir la légende de la Fig. 3.4.

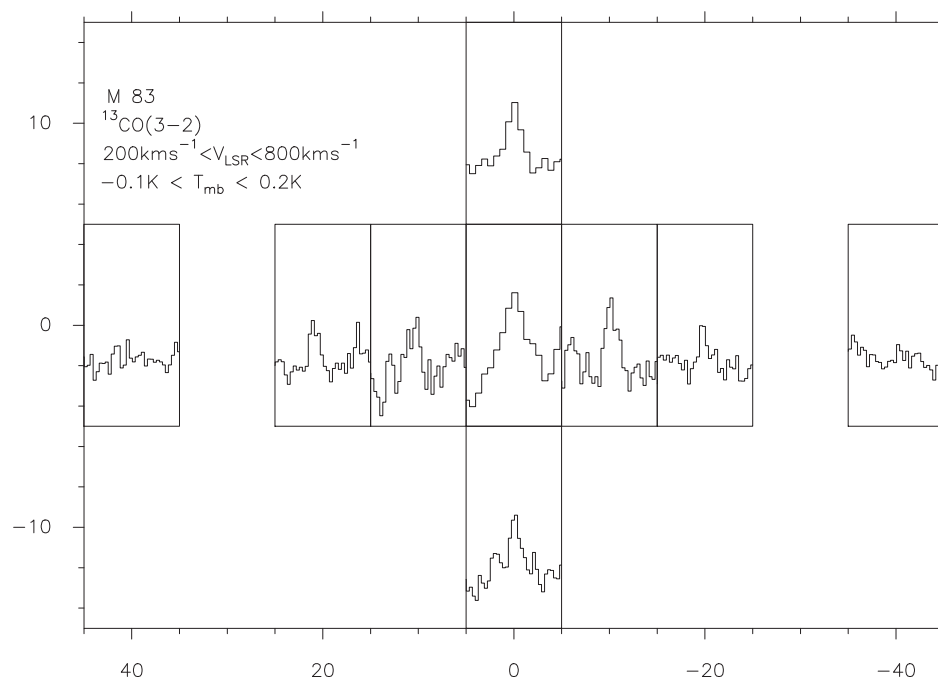


FIG. 3.35 – Carte de spectres de la région centrale de M 83. Voir la légende de la Fig. 3.4.

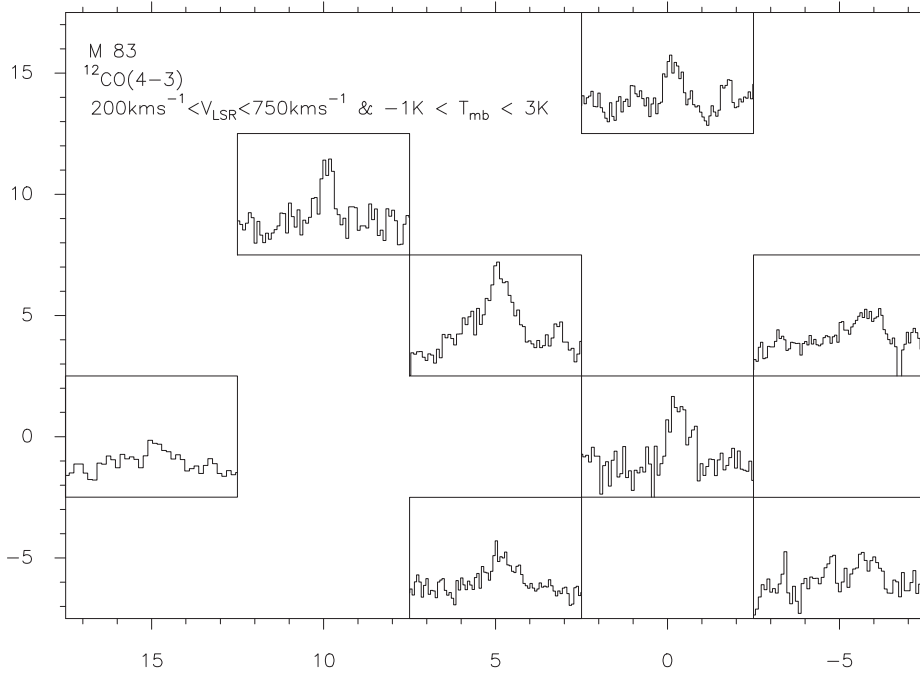


FIG. 3.36 – Carte de spectres de la région centrale de la galaxie M 83. Voir la légende de la Fig. 3.4.

produit à un taux de $220 \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Cette classe de sources, qui représentent 10% des objets quasi-stellaires (QSOs) optiques, est connue pour être associée à des sources de rayons X faibles, leur faiblesse étant attribuée à leur absorption intrinsèque [Gallagher et al., 2002].

Bien que la nature de la source principale d'énergie (AGN ou flambée de formation d'étoiles) expliquant cette luminosité élevée pour les ULIRGs soit toujours débattue [Franceschini et al., 2003], dans le cas de Mrk 231, les observations optique et en IR proches semblent suggérer qu'une contribution significative à la luminosité IR ($L_{IR} \approx 3.5 \times 10^{12} L_{\odot}$ dans Bryant & Scoville 1999) pourrait être attribuée au noyau actif de galaxie [Goldader et al., 1995, Krabbe et al., 1997]. Comme discuté par plusieurs auteurs, la combinaison d'une flambée de formation d'étoiles et d'un AGN lumineux fait de Mrk 231 l'un des meilleurs exemples de transition flambée de formation d'étoiles-AGN selon le schéma décrit par Sanders & Mirabel [1996].

Mrk 231 a été intensément observé dans les raies de CO par Sanders et al. [1987], Scoville et al. [1989], Radford et al. [1991], Yun & Scoville [1995], Bryant & Scoville [1996], Rigopoulou et al. [1996], Scoville et al. [1997], Downes & Solomon [1998], Bryant & Scoville [1999], Glenn & Hunter [2001]. La masse de gaz moléculaire ($M(\text{H}_2 + \text{He})$) a été estimée par Bryant & Scoville [1999] dans le noyau ("core"), à $2.0 \times 10^{10} \text{ M}_{\odot}$. L'émission continuum radio à $\lambda = 3 \text{ mm}$ a été détecté dans Mrk 231 par Joyce & Simon [1976]. Gerin & Phillips [2000] ont observé le carbone atomique dans Mrk 231. Le CN et HNC ont été détectés par Aalto et al. [2002]; tandis que le HCN a été mesuré par Solomon et al. [1990]. En utilisant des observations IR combinées à des données de Fe II, Lipari et al. [1994] ont mis en relief dans Mrk 231 la signature d'un jeune QSO infrarouge. L'indication d'une forte activité de formation d'étoiles semble être confirmée par un travail de modélisation de la distribution spectrale d'énergie depuis les longueurs d'onde radio jusqu'à l'optique. Les résultats de ces travaux sont en bon accord avec la fraction d'AGN déduite par Lonsdale et al. [2003] employant des observations VLBI à $\lambda = 18 \text{ cm}$.

Dans la préparation de ce doctorat, nous avons observé le noyau de Mrk 231 (coordonnées

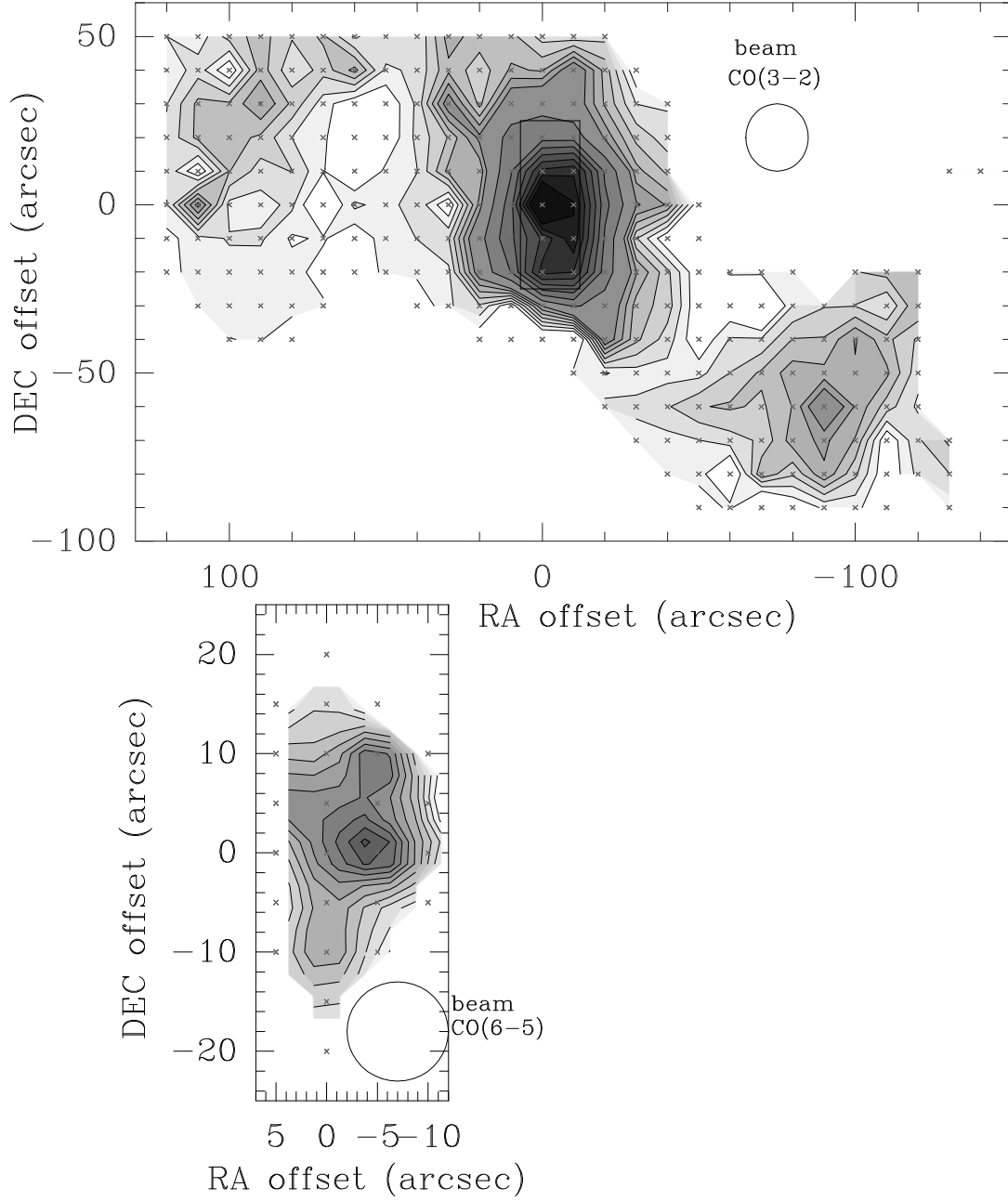


FIG. 3.37 – Carte de l'intensité intégrée en vitesse de la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$ (haut) et $^{12}\text{CO}(6-5)$ (bas) pour la région centrale de la galaxie M 83. Les émissions en $^{12}\text{CO}(3-2)$ et $^{12}\text{CO}(6-5)$ sont toutes les deux intégrées entre 200 et 800 kms^{-1} . Pour ces deux cartes, les positions manquantes de la grille ont été interpolées et les croix montrent les positions réellement observées. Les contours de la carte en $^{12}\text{CO}(3-2)$ varient entre $\int T_{mb} dv = 3 \text{ Kkms}^{-1}$ et 18 Kkms^{-1} par pas de 3 Kkms^{-1} puis entre $\int T_{mb} dv = 21 \text{ Kkms}^{-1}$ et 102 Kkms^{-1} par pas de 10 Kkms^{-1} . Pour la carte en $^{12}\text{CO}(6-5)$, les contours varient entre $\int T_{mb} dv = 20 \text{ Kkms}^{-1}$ et 320 Kkms^{-1} par pas de 25 Kkms^{-1} . La valeur maximale de la carte en $^{12}\text{CO}(3-2)$ est de $\int T_{mb} dv \approx 100 \text{ Kkms}^{-1}$ tandis que la valeur maximale de la carte en $^{12}\text{CO}(6-5)$ est de $\int T_{mb} dv \approx 318 \text{ Kkms}^{-1}$. Le rectangle noir tracé sur la figure du haut représente la taille de la figure du bas. Les cercles indiquent la taille respective des lobes principaux aux fréquences de la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$ ($\nu = 345 \text{ GHz}$) et $^{12}\text{CO}(6-5)$ ($\nu = 691 \text{ GHz}$). La carte en $^{12}\text{CO}(6-5)$ a été décalée de $+5''$ le long du petit axe (faible déviation du pointage pendant les observations). Les différentes positions observées sont exprimées en arcsec (abscisse : RA et ordonnée : DEC) par rapport au centre ($0'', 0''$), dont les coordonnées se trouvent dans la Table 3.1.

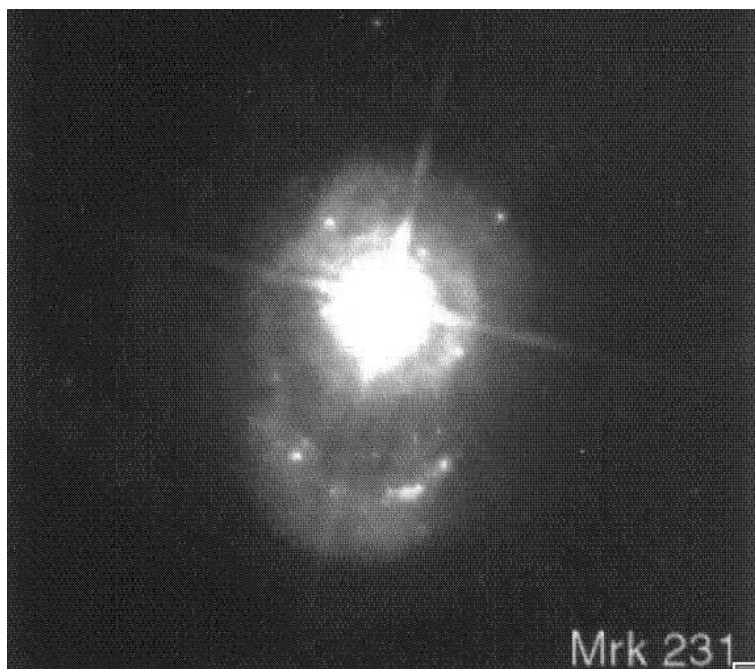


FIG. 3.38 – Markarian 231 observée par le *Hubble Space Telescope*.

du centre (0",0") disponibles dans la Table 3.1) qui sont présentés dans la Fig. 3.39 pour la raie $[\text{CII}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ et les raies $^{12}\text{CO}(2-1)$ et $^{12}\text{CO}(3-2)$. Le spectre du $[\text{CII}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ provient de Gerin & Phillips [2000] mais il a été de nouveau analysé.

3.12 NGC 253 :

NGC 253 (voir la Fig. 3.40) est une galaxie fortement inclinée ($i=78^\circ$, Pence 1980) de type Sc. Avec M 82, c'est le plus proche exemple de galaxie à flambée de formation d'étoiles au niveau de son noyau [Rieke et al., 1988]. Blecha [1986] a observé 24 des amas globulaires les plus lumineux que contient NGC 253 et a estimé à partir de ces données que sa distance est comprise entre 2.4 et 3.4 Mpc. Davidge & Pritchett [1990] ont analysé un diagramme couleur-magnitude des étoiles du halo de NGC 253 et en ont déduit une distance de 1.7 à 2.6 Mpc. Dans la suite, nous emploierons la valeur $D = 2.5$ Mpc comme utilisé dans Mauersberger et al. [1996].

NGC 253 a été intensément observée à diverses longueurs d'onde : Turner & Ho [1985] ont établi une carte dans la raie OH dans le noyau de la galaxie, Antonucci & Ulvestad [1988] ont obtenu une carte radio grâce à des observations menées avec l'interféromètre *VLA*⁷ qui montrent au moins 35 sources compactes, Carlstrom et al. [1990] ont étudié les transitions $J = 1-0$ de HCN et de HCO^+ et l'émission continuum à $\lambda = 3$ mm, Telesco & Harper [1980] ont détecté l'émission à $\lambda = 30$ et $\lambda = 300 \mu\text{m}$, Strickland et al. [2004] ont fait des observations en rayons X de cette galaxie,... NGC 253 présente une flambée de formation d'étoiles très active, et jeune dans son noyau. Cette source a été parmi les premières à avoir été détectée dans des raies submillimétriques et en émission continuum.

Le noyau de NGC 253 a été observé précédemment dans diverses raies de C et de CO [Bradford et al., 2003, Israel & Baas, 2002, Sorai et al., 2000, Harrison et al., 1999, Israel et al., 1995, Wall et al., 1991, Harris et al., 1991]. L'émission la plus intense est associée au

⁷Voir le site internet : <http://www.vla.nrao.edu/>

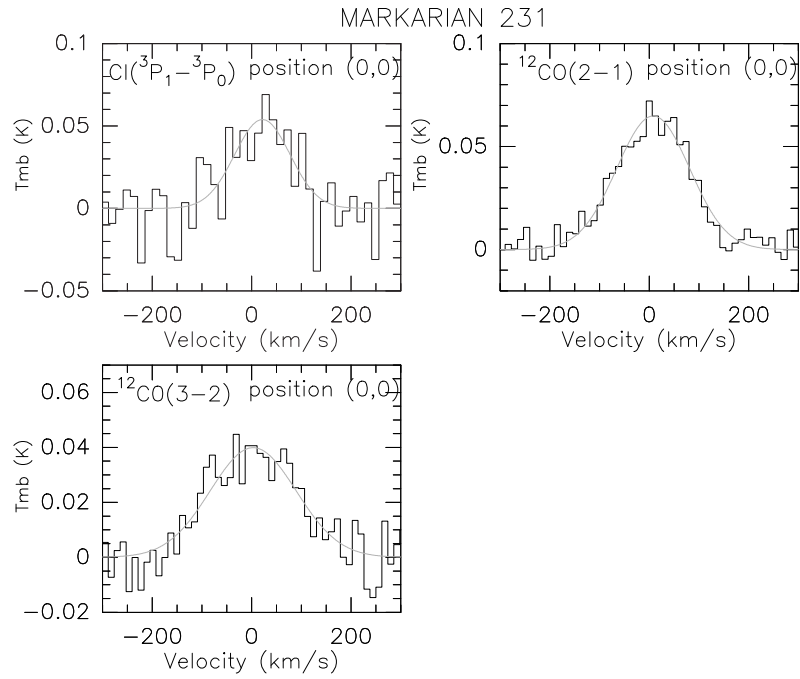


FIG. 3.39 – Spectres du noyau de la galaxie Mrk 231 (coordonnées du centre $(0'', 0'')$ répertoriées dans la Table 3.1). Voir la légende de la Fig. 3.2. Le spectre du $[CI](^3P_1-^3P_0)$ (en haut à gauche) provient de Gerin & Phillips [2000] mais a été de nouveau analysé.

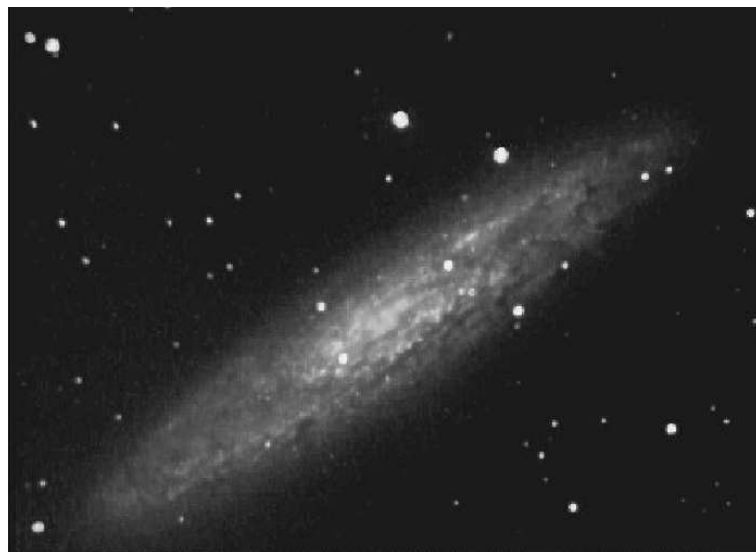


FIG. 3.40 – La galaxie NGC 253 observée par le *Hubble Space Telescope*.

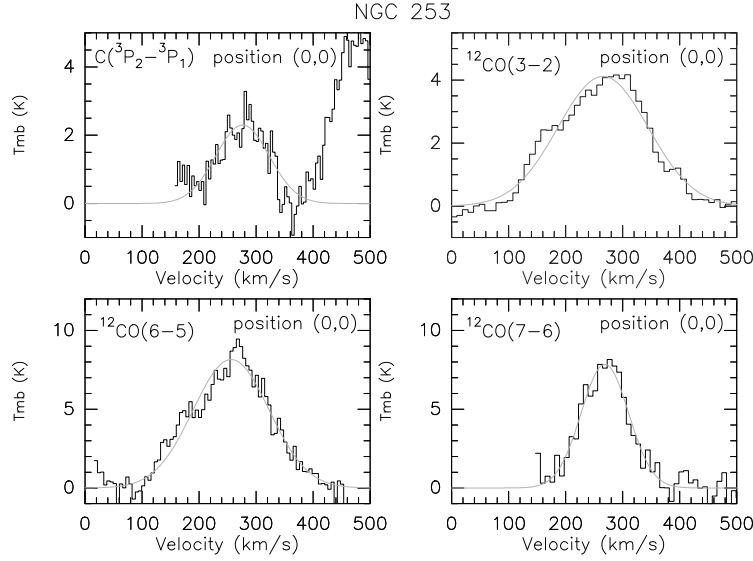


FIG. 3.41 – Spectres du noyau de la galaxie NGC 253 (coordonnées du centre (0",0")) listées dans la Table 3.1). Voir la légende de la Fig. 3.2.

noyau tandis qu'une émission faible et étendue se situe plutôt dans le disque [Sorai et al., 2000].

Pour ce travail de thèse, nous avons observé le noyau (coordonnées du centre (0",0")) disponibles dans la Table 3.1) de la galaxie NGC 253 (voir la Fig. 3.41) dans les raies [CII]($^3P_2-^3P_1$), $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{12}\text{CO}(6-5)$ et $^{12}\text{CO}(7-6)$. Sur le spectre du [CII]($^3P_2-^3P_1$) (en haut à gauche), on aperçoit une raie sur le côté droit qui correspond à la raie $^{12}\text{CO}(7-6)$ puisque ces deux raies ont été obtenues simultanément durant la session d'observation. Dans cette transition, plusieurs positions ont été étudiées (voir la Fig. 3.42). Ces positions sont exprimées en arcsec par rapport au centre (0",0"). Deux cartes d'intensité intégrée en vitesse (positions exprimées en arcsec par rapport au centre (0",0")) pour les raies $^{12}\text{CO}(3-2)$ et $^{12}\text{CO}(6-5)$ sont montrées dans la Fig. 3.43. La carte en $^{12}\text{CO}(3-2)$ a été tournée d'un angle de 51° (angle de position de NGC 253) pour se placer dans le système de coordonnées grand-axe/petit-axe (voir la Fig. 3.43).

3.13 NGC 891 :

NGC 891 (voir la Fig. 3.44) est une des galaxies les plus proches vue de profil ce qui lui a valu d'être beaucoup étudiée notamment pour comprendre la distribution verticale du gaz et des poussières dans les disques de galaxies [Morrison et al., 1997]. C'est une galaxie également très brillante en H_α [Rand et al., 1990]. Cette émission se répartit principalement dans une fine couche de poussières qui intersecte la galaxie et dans une émission diffuse plus étendue. Les diamètres de NGC 891 sont estimés d'après la base de données NED à $13.5' \times 2.5'$. Sa distance a été estimée par Strickland et al. [2004] à 9.6 Mpc, valeur en accord avec celle déduite de Ciardullo et al. [1991]. NGC 891 a été observée à diverses longueurs d'onde utilisant divers instruments. Bregman & Pildis [1994] ont étudié l'émission en rayons X de NGC 891, Dahlem et al. [1994] ont observé la distribution de l'émission radio continuum tandis que les observations du satellite *ISO*⁸ sont reportées dans Popescu et al. [2004]. Des

⁸Voir le site internet : <http://www.iso.vilspa.esa.es/>

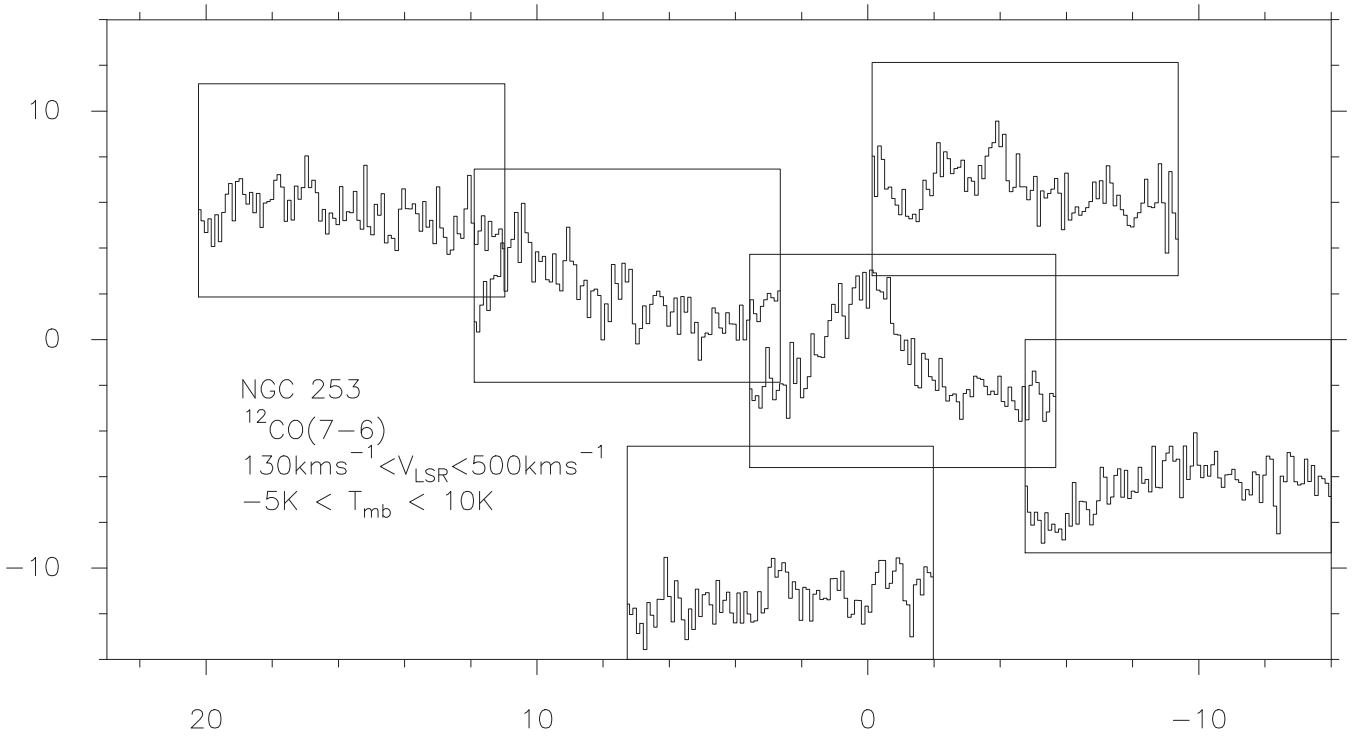


FIG. 3.42 – Carte de spectres de la région centrale de la galaxie NGC 253 (coordonnées du centre (0'',0'') listées dans la Table 3.1). Les positions sont exprimées en arcsec par rapport au centre (0'',0''). Voir la légende de la Fig. 3.4.

données en ultraviolet sont disponibles dans Miller et al. [2000]. L'émission des poussières à $\lambda = 1.3$ mm a été mesurée dans Guélin et al. [1993].

Dans cette galaxie, les raies de CO ont été observées par Garcia-Burillo et al. [1992], Sofue & Nakai [1993], Scoville et al. [1993], Sakamoto et al. [1997]. Sancisi [1976], Rupen [1991] ont établi des cartes de la raie de HI à des résolutions comparables à celles du CO, ce qui a permis leur comparaison. Des observations en carbone neutre sont également répertoriées dans Gerin & Phillips [2000] tandis que l'émission de la raie [CII] est présentée par Madden et al. [1995].

En ce qui concerne cette étude, nous avons observé le noyau (coordonnées du centre (0'',0'') listées dans la Table 3.1) de la galaxie NGC 891 (voir la Fig. 3.45) dans la raie [CI](3P_2 - 3P_1) (spectre issu de Gerin & Phillips [2000] mais qui a été de nouveau analysé) et des raies $^{13}\text{CO}(2-1)$, $^{12}\text{CO}(3-2)$ et $^{12}\text{CO}(7-6)$ (pas de rapport signal sur bruit (S/B) suffisant pour affirmer une détection). D'autres positions (exprimées en arcsec par rapport au centre (0'',0'')) que le noyau ont été également étudiées en [CI](3P_2 - 3P_1), $^{13}\text{CO}(2-1)$ et $^{12}\text{CO}(3-2)$ (voir la Fig. 3.46).

3.14 NGC 1068 :

NGC 1068 (voir la Fig. 3.47) est une galaxie proche (distance estimée par Bland-Hawthorn et al. [1997] à 14.4 Mpc) de type (R)SA(rs)b. Son noyau de type Seyfert 2 qui montre une forte extinction a été intensément étudié par Weigelt et al. [2005], Beckert & Duschl [2004], Ishigaki et al. [2004], Rottgering et al. [2004], Wang [2004], Galliano et al. [2003], Lutz et al. [2000]... NGC 1068 présente un anneau de flambée de formation d'étoiles d'un diamètre d'environ 15'' soit 1.1 kpc [Davies et al., 1998, Marco & Alloin, 2000]. Rouan et al. [1998] ont montré que cet anneau pouvait être interprété comme étant le plan équatorial d'un tore incliné. Les diamètres de cette galaxie sont estimés à 7.1'×6.0' d'après la base de données NED. Cette

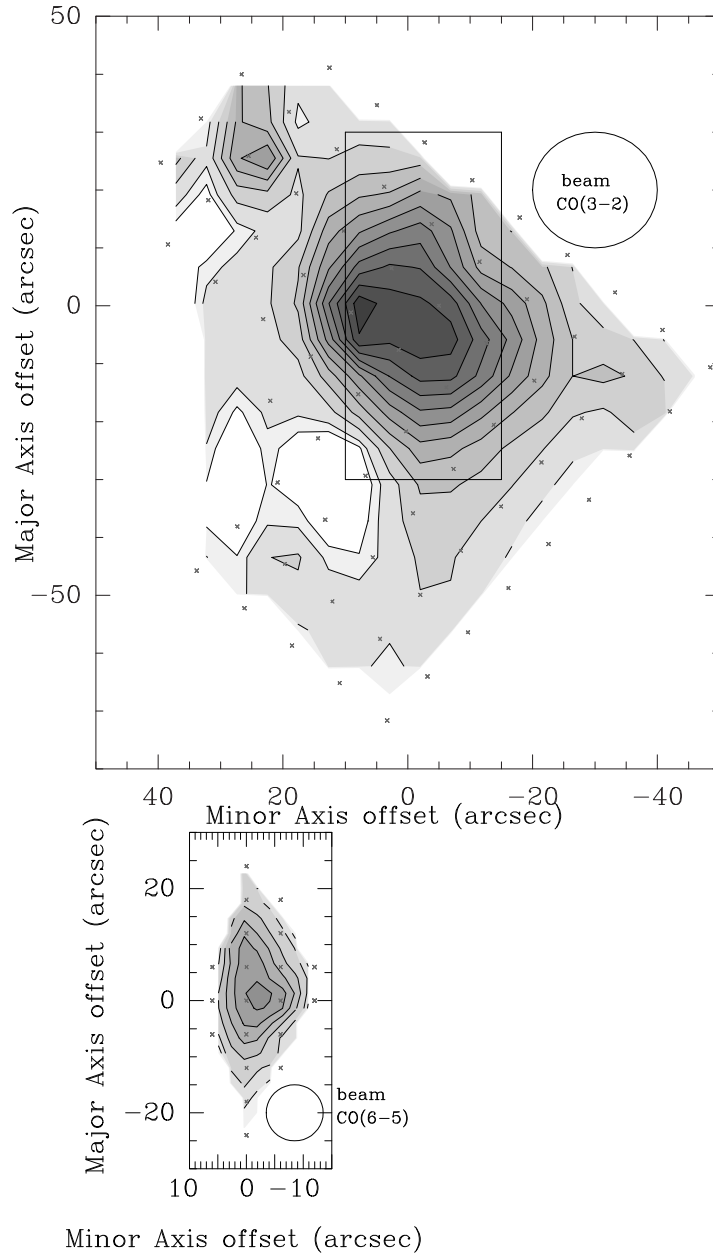


FIG. 3.43 – Carte de l'intensité intégrée en vitesse de la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$ (haut) et $^{12}\text{CO}(6-5)$ (bas) pour la région centrale de la galaxie NGC 253. Les émissions en $^{12}\text{CO}(3-2)$ et $^{12}\text{CO}(6-5)$ sont respectivement intégrées entre -100 et 700 km s^{-1} et 60 et 400 km s^{-1} . Pour ces deux cartes, les positions manquantes de la grille ont été interpolées et les croix montrent les positions réellement observées. Le premier et deuxième contour de la carte en $^{12}\text{CO}(3-2)$ sont 41.6 K km s^{-1} et 81.6 K km s^{-1} ; les autres contours varient de $\int T_{mb} dv = 81.6 \text{ K km s}^{-1}$ à 816 K km s^{-1} par pas de 81.6 K km s^{-1} . Pour la carte en $^{12}\text{CO}(6-5)$, les contours sont 43 K km s^{-1} , 141 K km s^{-1} , 282 K km s^{-1} , 564 K km s^{-1} , 846 K km s^{-1} , 1128 K km s^{-1} et 1410 K km s^{-1} . La valeur maximale de la carte en $^{12}\text{CO}(3-2)$ est de $\int T_{mb} dv \approx 816 \text{ K km s}^{-1}$ tandis que la valeur maximale de la carte en $^{12}\text{CO}(6-5)$ est de $\int T_{mb} dv \approx 1400 \text{ K km s}^{-1}$. Le rectangle noir tracé sur la figure du haut représente la taille de la figure du bas. Les cercles indiquent la taille respective des lobes principaux aux fréquences de la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$ ($\nu = 345 \text{ GHz}$) et $^{12}\text{CO}(6-5)$ ($\nu = 691 \text{ GHz}$). Les différentes positions observées sont exprimées en arcsec par rapport au centre ($0'', 0''$), dont les coordonnées sont listées dans la Table 3.1. La carte en $^{12}\text{CO}(3-2)$ a été tournée d'un angle de 51° (angle de position de NGC 253) pour se placer dans le système de coordonnées adaptées : grand-axe/petit-axe. La carte en $^{12}\text{CO}(6-5)$ a été décalée de $-5''$ le long du petit axe (faible déviation du pointage au cours des observations).



FIG. 3.44 – La galaxie NGC 891 observée par le *Hubble Space Telescope*.

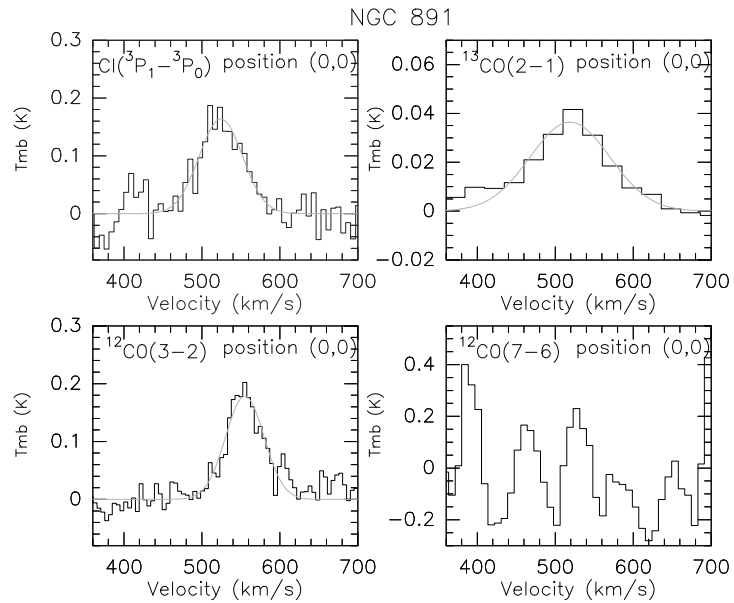


FIG. 3.45 – Spectres du noyau de la galaxie NGC 891 (coordonnées du centre (0",0") indiquées dans la Table 3.1). Voir la légende de la Fig. 3.2. Le spectre du $[CII](^3P_1-^3P_0)$ (en haut à gauche) provient de Gerin & Phillips [2000] mais a été de nouveau analysé.

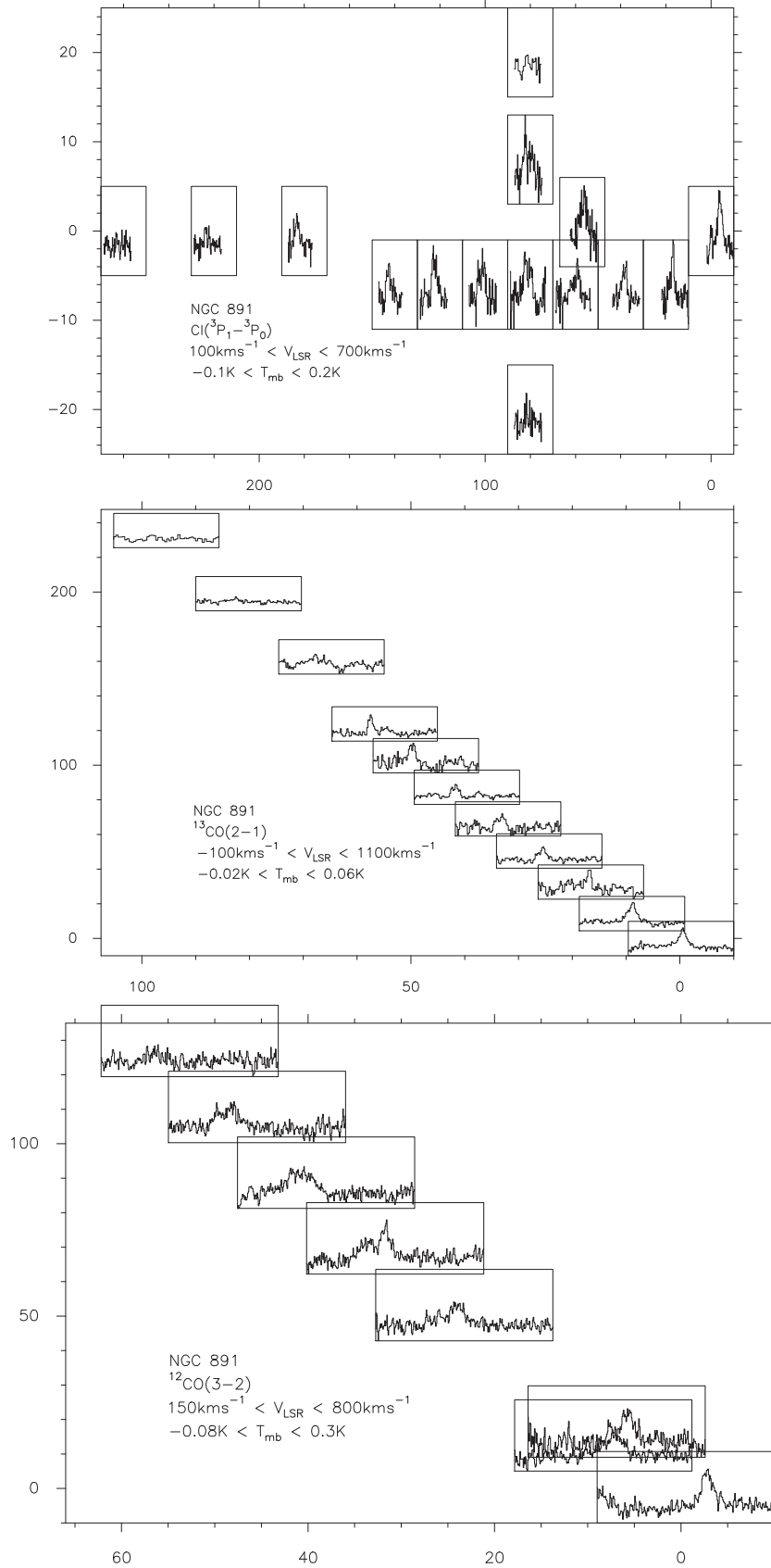


FIG. 3.46 – Cartes de spectres de la galaxie NGC 891 à différentes positions exprimées en arcsec par rapport au centre ($0'', 0''$) dont les coordonnées sont indiquées dans la Table 3.1. Voir la légende de la Fig. 3.4. La carte du haut a été tournée d'un angle de 23.5° (angle de position de NGC 891) pour se placer dans un référentiel adapté : grand-axe/petit-axe tandis que les cartes du milieu et en bas sont dans une configuration RA - DEC centrée en ($0'', 0''$).

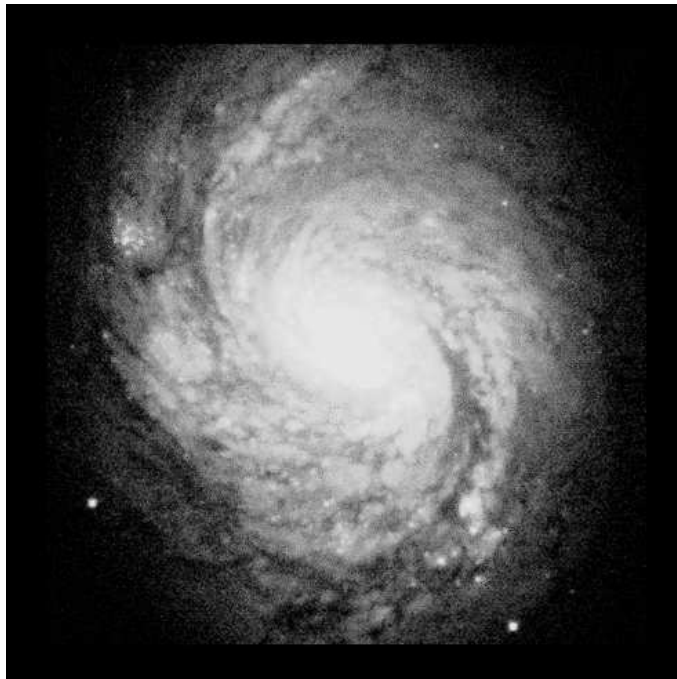


FIG. 3.47 – La galaxie NGC 1068 observée par le *CFHT* (voir le site internet : <http://www.cfht.hawaii.edu/>).

galaxie a été étudiée dans de nombreuses gammes de longueurs d'onde (IR répertorié dans Beckert 2005, Spinoglio et al. 2005, Weigelt et al. 2005, émission en rayons X étudiée par Guainazzi et al. 2000, Wilson et al. 1992, Ueno et al. 1994, Iwasawa et al. 1997, Netzer & Turner 1997, observations *VLT*⁹ obtenues par Rottgering et al. 2004, émission en ultraviolet détectée par Groves et al. 2004...).

Dans les domaines millimétrique et submillimétrique (C, CO, HCN,...), les observations les plus récentes sont celles effectuées par Krips et al. [2005], Rand & Wallin [2004], Lutz et al. [2004], Usero et al. [2004], Galliano et al. [2003], Vila-Vilaró et al. [2001]...

La cinématique de NGC 1068 a été détaillée dans Schinnerer et al. [2001] qui se basent sur des observations de CO et dans Alloin et al. [2001] utilisant des données H₂ (en émission).

Pour cette étude, le noyau de la galaxie NGC 1068 (coordonnées du centre (0",0")) indiquées dans la Table 3.1) a été observé en ¹²CO(7-6) mais aucune détection claire n'a pu être révélée (voir la Fig. 3.48). Par contre, sur les cartes de spectres en ¹²CO(2-1) (voir Fig. 3.49) et en ¹²CO(3-2) (voir Fig. 3.50), le rapport signal sur bruit est bien meilleur. Sur ces deux cartes, les différentes positions sont exprimées en arcsec par rapport au centre (0",0") (voir les axes : abscisse (RA) et ordonnée (DEC)).

3.15 NGC 3079 :

NGC 3079 (voir la Fig. 3.51) est une galaxie spirale presque vue de profil ($i \approx 77^\circ$) qui appartient à une minorité de galaxies qui présentent une émission anormalement étendue le long de leur petit axe. Les diamètres de NGC 3079, trouvés dans la base de données NED, sont de $7.9' \times 1.4'$. Sofue et al. [1999] ont estimé que la distance de NGC 3079 est de 15.6 Mpc. Cette galaxie a été classifiée comme LINER [Heckman, 1980], mais est également considérée comme une galaxie de type Seyfert 2 si on se base sur l'étude de Ho et al. [1997]. Veilleux et al. [1994], Lehnert & Heckman [1996] ont montré que le noyau est traversé par un flot de taille

⁹Voir le site internet : <http://www2.iap.fr/vlt/>

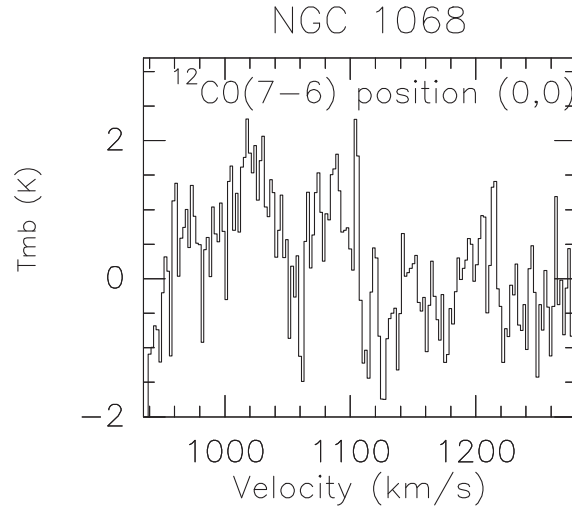


FIG. 3.48 – Spectre du noyau de la galaxie NGC 1068 (coordonnées du centre (0",0"), indiquées dans la Table 3.1). Voir la légende de la Fig. 3.2.

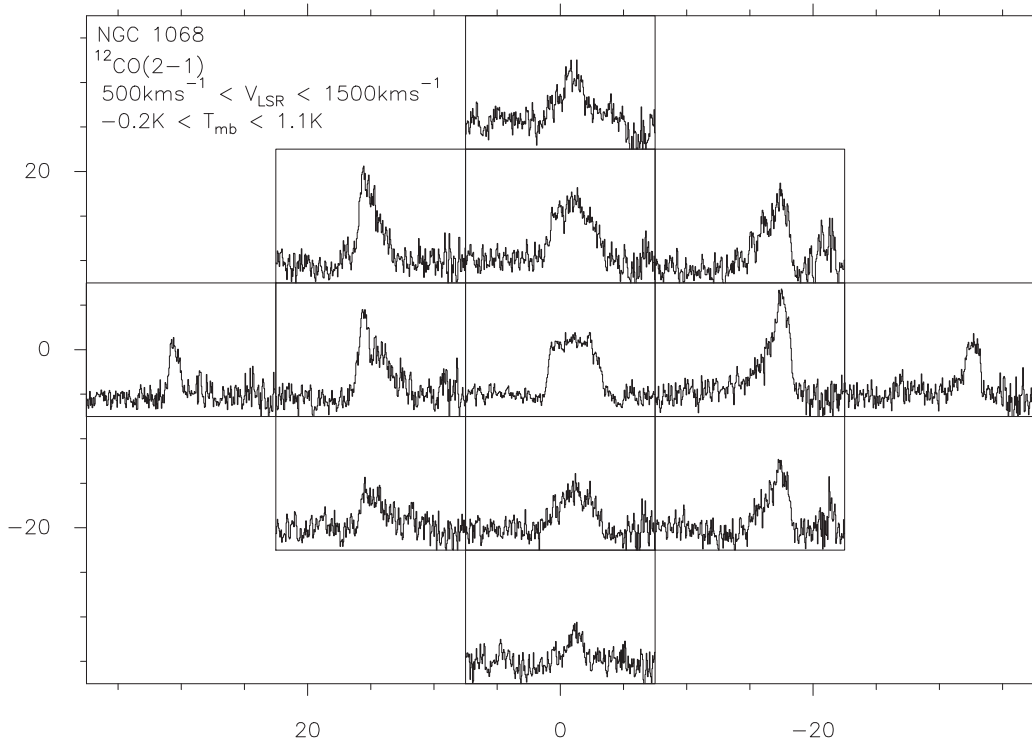


FIG. 3.49 – Cartes de spectres de la galaxie NGC 1068 à différentes positions exprimées en arcsec par rapport au centre (0",0"), dont les coordonnées sont indiquées dans la Table 3.1. Voir la légende de la Fig. 3.4.

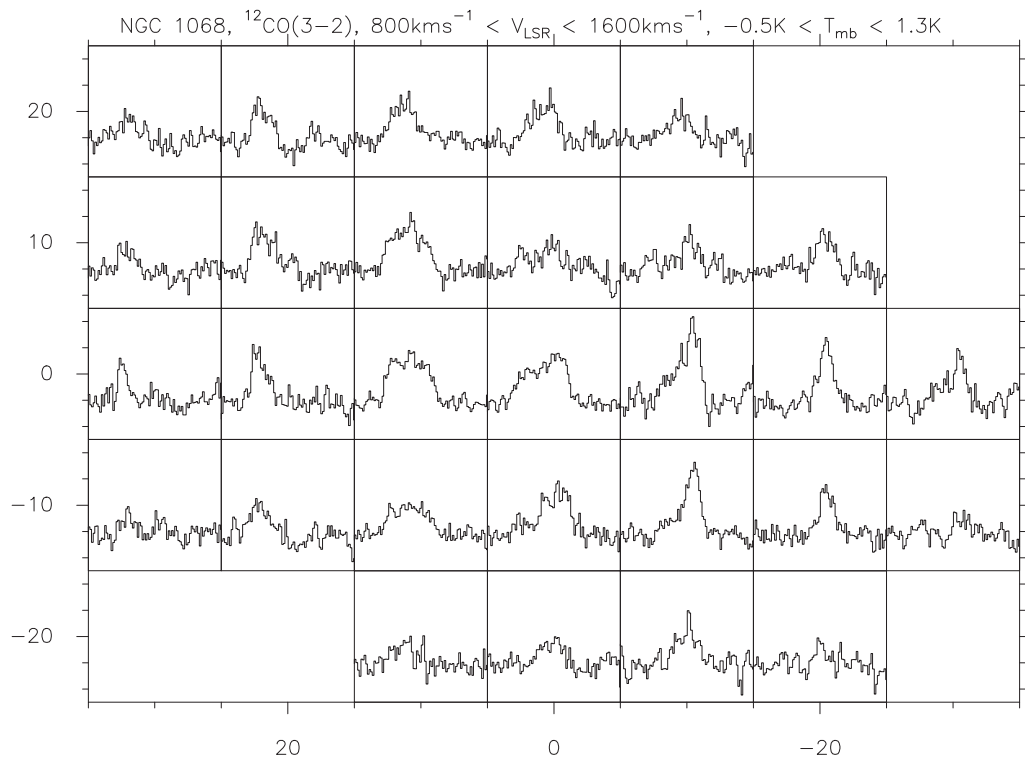


FIG. 3.50 – Cartes de spectres de la galaxie NGC 1068 à différentes positions exprimées en arcsec par rapport au centre ($0'', 0''$) dont les coordonnées sont indiquées dans la Table 3.1. Voir la légende de la Fig. 3.4.

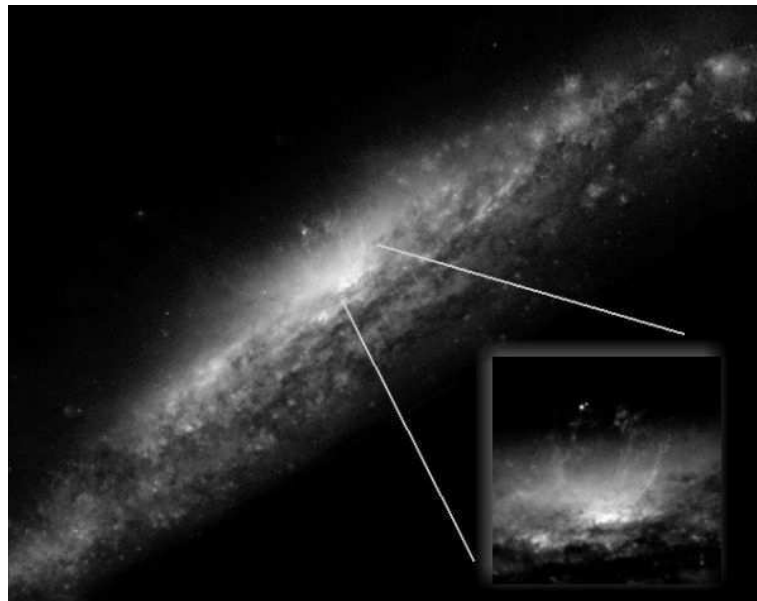


FIG. 3.51 – La galaxie NGC 3079 observée par le *Hubble Space Telescope*.

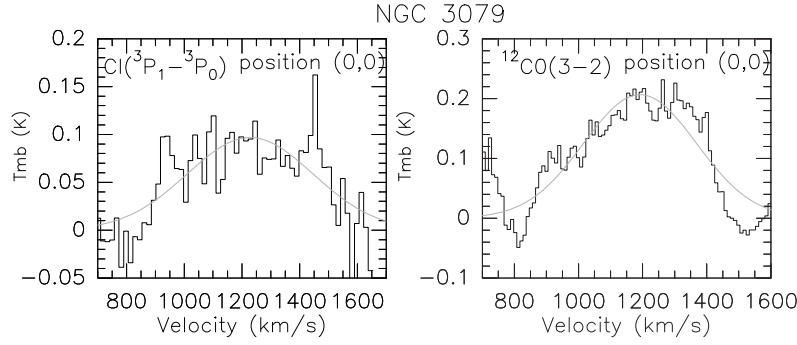


FIG. 3.52 – Spectres du noyau de la galaxie NGC 3079 (coordonnées du centre (0",0") répertoriées dans la Table 3.1). Voir la légende de la Fig. 3.2. Le spectre du $[\text{Cl}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ (à gauche) provient de Gerin & Phillips [2000] mais a été de nouveau analysé.

galactique (un "superbubble"). La flambée de formation d'étoiles centrale semble suffisamment forte pour produire ce flot [Veilleux et al., 1994, Hawarden et al., 1995] bien que la présence d'un AGN ne puisse pas être exclue. Duric & Seaquist [1988] ont prouvé qu'indépendamment de la source centrale très intense, la morphologie de la galaxie en radio est dominée par un système complexe de boucles et de bulles de matière qui semblent être des conséquences de ce courant. Heckman et al. [1990], Filippenko & Sargent [1992] ont également suggéré la présence "d'un super vent galactique". Cet objet montre aussi de grandes quantités de poussières irrégulièrement distribuées dans tout le disque de la galaxie avec un fort rougissement en direction du noyau.

Beaucoup d'auteurs [Young et al., 1988, Sofue & Irwin, 1992, Sofue, 1992, Sofue et al., 1995, Braine et al., 1997, Israel et al., 1998, Kohno et al., 2001, Sofue et al., 2001, Koda et al., 2002] ont observé une grande concentration de CO associée au noyau. La masse de gaz moléculaire, calculée par Koda et al. [2002] est de $M(\text{H}_2) \approx 5 \times 10^9 M_\odot$, dans un rayon central de ≈ 2 kpc. L'émission de CS dans NGC 3079 a été observée par Mauersberger & Henkel [1989]. Le HI et le OH en absorption dans la région centrale de NGC 3079 ont été détectés par Sawada-Satoh et al. [2001], alors que d'autres observations d'hydrogène neutre ont été également présentées dans Irwin & Seaquist [1991], Gallimore et al. [1994], Pedlar et al. [1996]. Les raies IR de l'hydrogène moléculaire ont été détectées par Israel et al. [1998].

Dans ce travail de recherche, nous avons étudié le noyau de la galaxie NGC 3079 (coordonnées du centre (0",0") répertoriées dans la Table 3.1) dans la raie $[\text{Cl}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ (à gauche, spectre qui provient de Gerin & Phillips [2000] mais qui a été de nouveau analysé) et dans la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$ (voir la Fig. 3.52).

3.16 NGC 4736 :

NGC 4736 (ou M 94) héberge l'exemple le plus proche (sa distance est de 4.3 Mpc selon Tully & Fisher 1987) d'un noyau de type LINER 2 (voir la Fig. 3.53). Savoir si le noyau LINER 2 est alimenté ou non par un AGN de faible luminosité est encore un sujet actuellement débattu. Larkin et al. [1998] ont constaté que l'excitation du noyau est dominée par des processus stellaires. La luminosité de H_α [Taniguchi et al., 1996] et l'émission en IR lointain [Smith et al., 1991, 1994] peuvent être également expliquées toutes les deux en terme uniquement d'émission stellaire. Par ailleurs, Turner & Ho [1994] ont détecté une source non-thermique d'émission radio continuum intense à la position du noyau. Maoz et al. [1995] ont observé

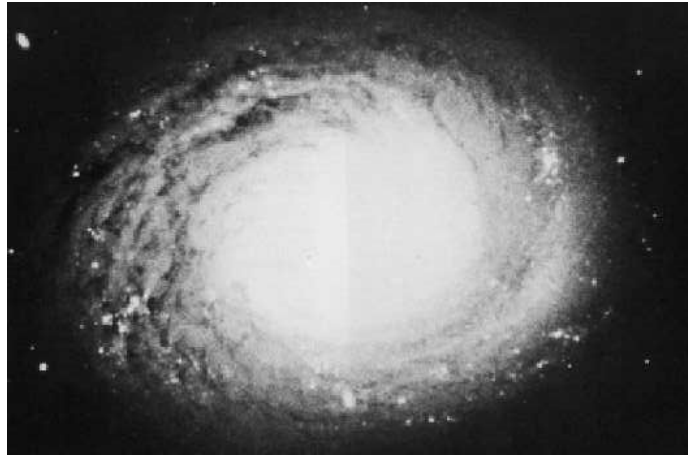


FIG. 3.53 – La galaxie NGC 4736 observée par le *Nobeyama Radio Observatory* (voir le site internet : <http://www.nro.nao.ac.jp/index-e.html>).

le noyau en ultraviolet et ont trouvé deux sources ponctuelles lumineuses dans la région du noyau ainsi que de possibles arcs dûs à des chocs. Ceci pourrait signifier que les deux sources intenses du noyau correspondent à des étapes finales de la fusion de deux galaxies. L'une, ou les deux, sources, semble être des amas d'étoiles très compacts mais ces sources pourraient également être deux trous noirs supermassifs, dont l'un proviendrait d'un fusionnement avec une galaxie satellite (comme le suppose Taniguchi et al. 1996). NGC 4736 est aussi considérée comme une galaxie spirale de type précoce avec un noyau de "post flambée de formation d'étoiles" [Walker et al., 1988, Taniguchi et al., 1996]. Moellenhoff et al. [1995] ont réestimé la distance de NGC 4736 à 6.6 Mpc (valeur adoptée dans ce travail) et ses diamètres sont de $11.2' \times 9.1'$ d'après la base de données NED.

NGC 4736 a été observée dans diverses transitions de CO par Blitz et al. [1986], Garman & Young [1986], Gerin et al. [1991], Shioya et al. [1998], Wong & Blitz [2000], Glenn & Hunter [2001], Schinnerer et al. [2001], Wong & Blitz [2001], Crosthwaite [2002]. Cette galaxie a été aussi étudiée dans la raie à 21cm de l'hydrogène par Bosma et al. [1977], Mulder & van Driel [1993] tandis que Muñoz-Tuñón et al. [2004] ont observé le Mg *b*, le triplet en absorption du Ca II et les raies d'émission H_α , [NII], H_β , [OIII] et [OII]. Duric & Seaquist [1988] ont aussi décrit les observations de NGC 4736 en émission continuum radio.

Pour cette étude, nous avons observé le noyau de la galaxie NGC 4736 (coordonnées du centre (0",0") indiquées dans la Table 3.1) dans la raie [CI](3P_1 - 3P_0) et les raies $^{13}\text{CO}(2-1)$, $^{12}\text{CO}(3-2)$ et $^{13}\text{CO}(3-2)$ (voir la Fig. 3.54). Le spectre du [CI](3P_1 - 3P_0) est issu de Gerin & Phillips [2000] mais il a été de nouveau analysé. La Fig. 3.55 présente les spectres du [CI](3P_1 - 3P_0), de $^{13}\text{CO}(2-1)$ et de $^{12}\text{CO}(3-2)$ pour la position à l'extérieur du noyau (40" à l'est).

3.17 NGC 6090 :

NGC 6090 (voir la Fig. 3.56) est en fait une paire de galaxies séparées par 6" et alignées suivant un axe nord-est, sud-ouest. Selon Martin et al. [1991] les noyaux des deux galaxies sont en contact (en optique), et le système inclut également des "ailes", qui rapelle la célèbre paire de galaxies des Antennes. Le système entier a une taille optique de $2.8' \times 1.5'$ [Nilson, 1973] et est situé à une distance de 118 Mpc (déduite du décalage vers le rouge (*z* ou "*redshift*") évalué par Gerin & Phillips [1999] avec $H_0 = 75 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$). Scoville et al. [2000] décrivent

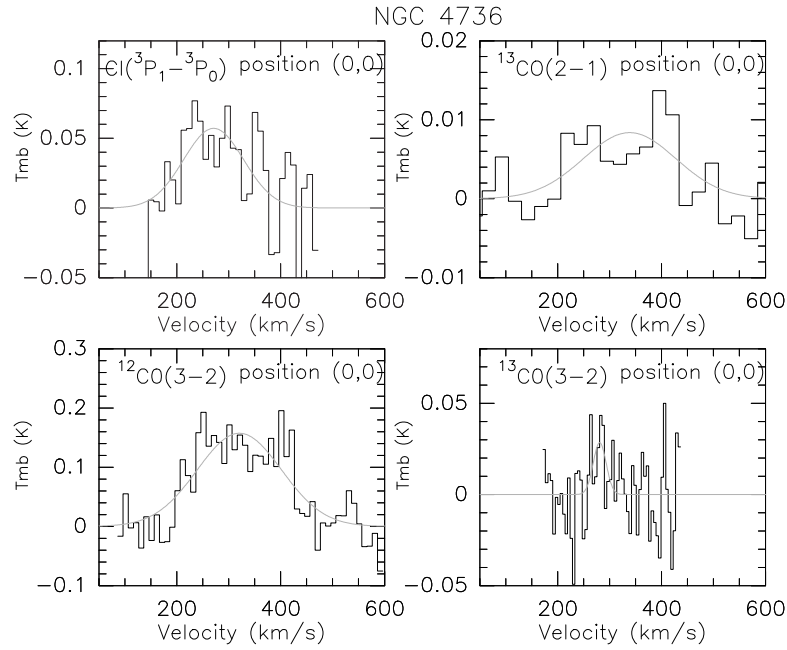


FIG. 3.54 – Spectres du centre de la galaxie NGC 4736 (coordonnées du centre $(0'',0'')$ répertoriées dans Table 3.1). Voir la légende de la Fig. 3.2. Le spectre du $[CI](^3P_1-^3P_0)$ (en haut à gauche) provient de Gerin & Phillips [2000] mais a été de nouveau analysé.

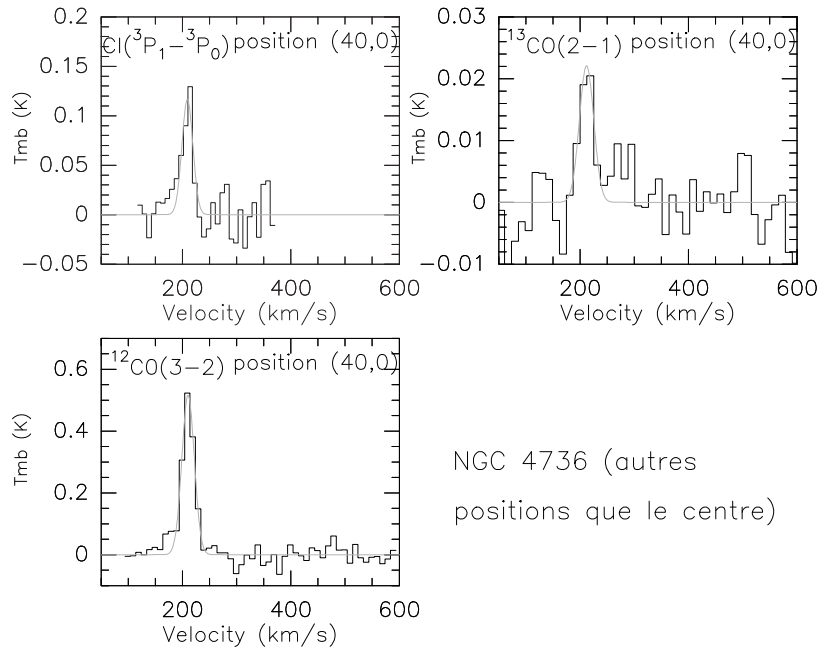


FIG. 3.55 – Spectres de la galaxie NGC 4736 pour la position $(40'',0'')$. Voir la légende de la Fig. 3.2.

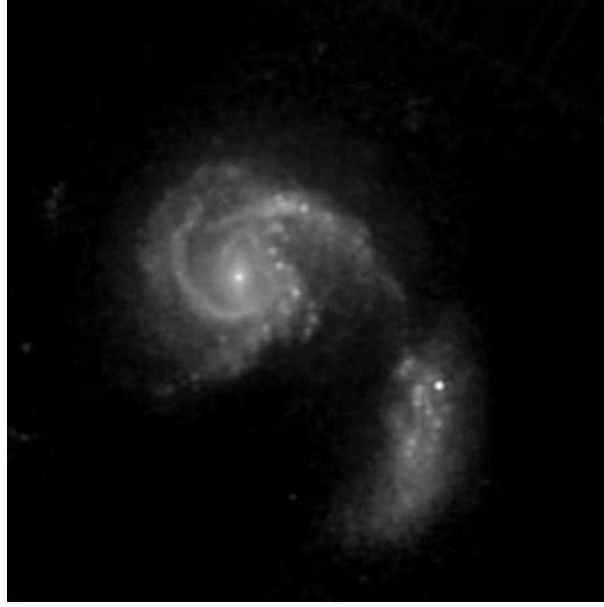


FIG. 3.56 – La galaxie NGC 6090 observée par le *Hubble Space Telescope*.

la structure spirale de la composante principale (celle au nord-est) de NGC 6090.

Le gaz moléculaire a été étudié dans cette galaxie via les raies de CO [Bryant & Scoville, 1999, Glenn & Hunter, 2001, Wang et al., 2003]. La masse de gaz moléculaire total estimée par Scoville et al. [2000] est de $M(H_2) \approx 1.4 \times 10^{10} M_\odot$. Des images de l'émission H_2 dans NGC 6090 ont été présentées dans Sugai et al. [2000].

Nous avons ici étudié le noyau de la galaxie NGC 6090 (coordonnées du centre (0",0") disponibles dans la Table 3.1) dans la raie [CI](3P_1 - 3P_0) (provient de Gerin & Phillips [2000] mais le spectre a été de nouveau analysé) et dans les raies $^{12}\text{CO}(2-1)$ et $^{12}\text{CO}(3-2)$ (voir la Fig. 3.57).

3.18 NGC 6946 :

Cette galaxie (diamètres de 11.5'×9.8' trouvés dans la base de données NED) est une galaxie de type Sc (voir la Fig. 3.58) avec une inclinaison de 30°. Une flambée de formation d'étoiles récente dans toute la structure spirale, mais aussi au centre ont été révélées par Tacconi & Young [1990]. On estime que la distance est de 5.5 Mpc [Tully, 1988]. NGC 6946 est une des galaxies les plus proches parmi celles du groupe local mais aussi une des plus intéressantes à en juger par sa grande taille angulaire.

Des observations dans plusieurs transitions de CO ont été menées et répertoriées dans Morris & Lo [1978], Rowan-Robinson et al. [1980], Young & Scoville [1982], Solomon [1983], Ball et al. [1985], Sofue et al. [1988], Weliachew et al. [1988], Tacconi & Young [1989], Casoli et al. [1990], Ishizuki et al. [1990], Rosenthal et al. [1990], Guesten et al. [1993], Regan & Vogel [1995], Wielebinski et al. [1998], Nieten et al. [1999], Crosthwaite et al. [2001], Israel & Baas [2001], Walsh et al. [2002], Boeker et al. [2004], Meier & Turner [2004]. La masse de gaz moléculaire du noyau (0.5 kpc) est estimée par Israel & Baas [2001] à $M(H_2) = 1.8 \pm 0.3 \times 10^7 M_\odot$. Des données en émission radio continuum, en HI et en CO avec des résolutions de 10" sont comparées dans Turner et al. [1987]. La raie fondamentale du carbone neutre [CI] a été détectée par Israel & Baas [2001]. Des données [CII] sont présentées dans Stacey et al. [1990], Madden et al. [1992, 1993]. D'autres observations des raies [CII] et [OI] provenant du

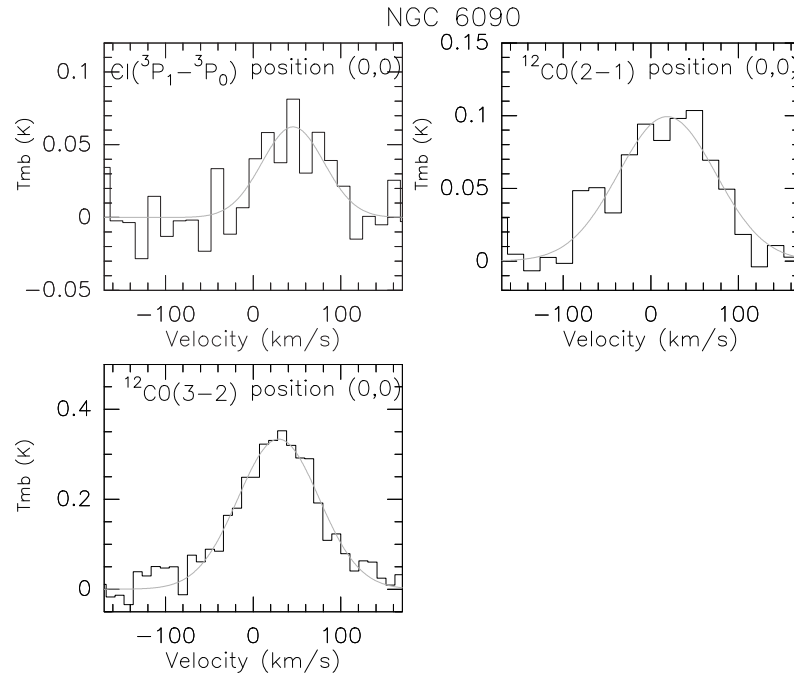


FIG. 3.57 – Spectres du centre de la galaxie NGC 6090 (coordonnées du centre (0",0") disponibles dans la Table 3.1). Le spectre du [CI]($^3P_1-^3P_0$) (en haut à gauche) est issu de Gerin & Phillips [2000] mais a été de nouveau analysé. Voir la légende de la Fig. 3.2.



FIG. 3.58 – La galaxie NGC 6946 observée par le *Hubble Space Telescope*.

satellite *ISO* sont analysées dans Contursi et al. [2001]. La détection de raies du méthanol est présentée dans Henkel et al. [1987]. Mauersberger & Henkel [1989], Paglione et al. [1993] ont aussi observé l'émission de CS dans NGC 6946. N_2H^+ , SiO, H^{13}CO^+ , H^{13}CN , et HN^{13}C ont été détectés dans NGC 6946 par Mauersberger & Henkel [1991]. H_2CO et CH_3OH ont été mesurés par Huettemeister et al. [1997]. La distribution radiale du rapport HCN/CO dans NGC 6946 a été étudiée par Sorai et al. [2002].

Des images HI de NGC 6946 ont été établies par Boomsma et al. [2002]. Les distributions azimutales et radiales du HI et du H_2 dans NGC 6946 ont été précédemment comparées dans Tacconi-Garman & Young [1987], HI étant plus étendu que le CO. Des études multi-longueurs d'onde de NGC 6946 sont rapportées dans Kachel & Jones [2002], Tuffs & Gabriel [2003]. Bianchi et al. [2000], Aalto et al. [2002] ont présentés les observations de NGC 6946 issues du bolomètre *SCUBA*¹⁰.

Nous avons ici observé le noyau de la galaxie NGC 6946 (coordonnées du centre (0",0") disponibles dans la Table 3.1) dans la raie $[\text{CI}](^3\text{P}_1\text{-}^3\text{P}_0)$ (provient de Gerin & Phillips [2000] mais le spectre a été de nouveau analysé) et dans les raies $^{12}\text{CO}(2\text{-}1)$, $^{12}\text{CO}(3\text{-}2)$, $^{13}\text{CO}(3\text{-}2)$, $^{12}\text{CO}(4\text{-}3)$ et $^{12}\text{CO}(6\text{-}5)$ (voir la Fig. 3.59). Deux positions choisies dans les bras spiraux ont été également observés en $[\text{CI}](^3\text{P}_1\text{-}^3\text{P}_0)$, $^{12}\text{CO}(3\text{-}2)$ et $^{12}\text{CO}(4\text{-}3)$ (voir le haut de la Fig. 3.61) pour le bras situé au nord-est (position (110", 100") exprimée en arcsec par rapport au centre (0",0)) et en $[\text{CI}](^3\text{P}_1\text{-}^3\text{P}_0)$, $^{12}\text{CO}(3\text{-}2)$, $^{12}\text{CO}(4\text{-}3)$ et $^{12}\text{CO}(6\text{-}5)$ (voir le bas de la Fig. 3.61) pour le bras situé à l'est (position (150", -20") exprimée en arcsec par rapport au centre (0",0)). Pour ces deux bras, des cartes de spectres en $^{12}\text{CO}(2\text{-}1)$ (à gauche) et en $^{12}\text{CO}(3\text{-}2)$ (à droite) ont été également obtenues (voir la Fig. 3.60). D'autres positions dans la galaxie ont été étudiées en $[\text{CI}](^3\text{P}_1\text{-}^3\text{P}_0)$, $^{12}\text{CO}(2\text{-}1)$, $^{12}\text{CO}(3\text{-}2)$, $^{13}\text{CO}(3\text{-}2)$ et $^{12}\text{CO}(6\text{-}5)$ (voir les Figs. 3.62 et 3.63).

3.19 Résumé des caractéristiques de notre échantillon

Les principales caractéristiques des galaxies de notre échantillon sont résumées dans la Table 3.1.

¹⁰Voir le site internet : <http://www.jach.hawaii.edu/JCMT/continuum/>

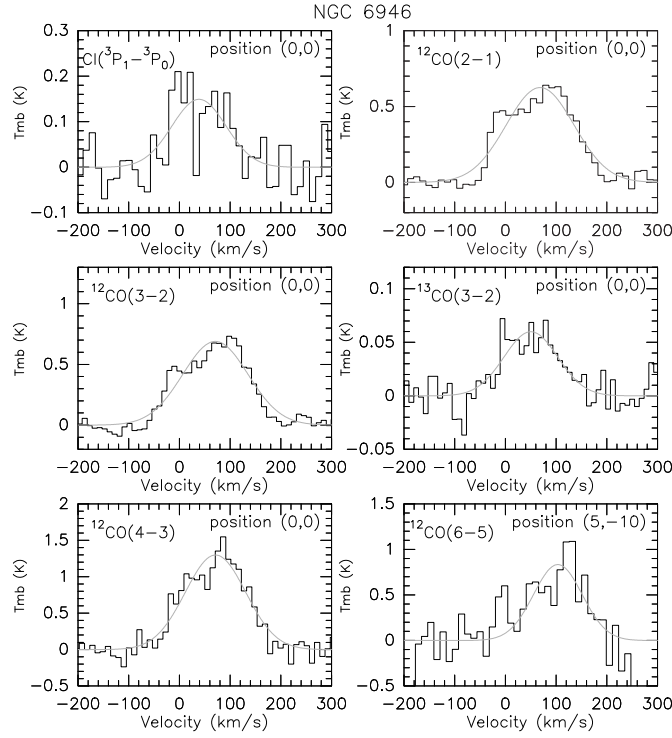


FIG. 3.59 – Spectres du noyau de la galaxie NGC 6946 (coordonnées du centre $(0'', 0'')$ disponibles dans la Table 3.1). Le spectre du $[CI](^3P_1-^3P_0)$ (en haut à gauche) est issu de Gerin & Phillips [2000] mais a été de nouveau analysé. Voir la légende de la Fig. 3.2.

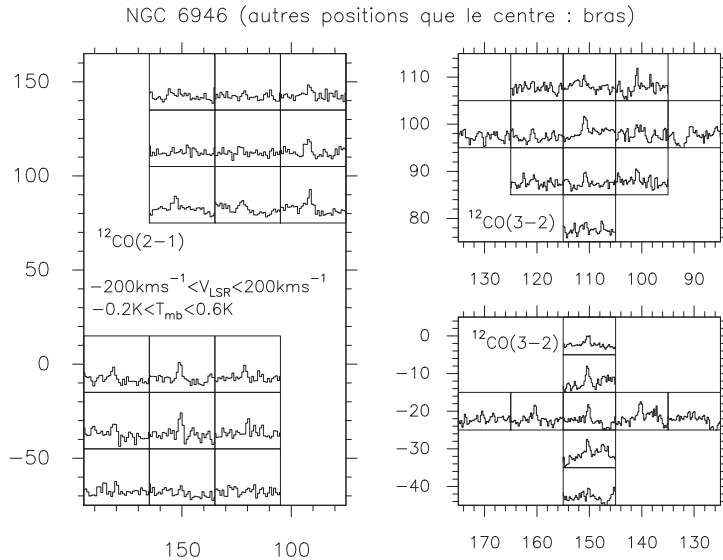


FIG. 3.60 – Carte de spectres de deux bras spiraux dans NGC 6946 situés au nord-est et à l'est (positions respectives : $(110'', 100'')$ et $(150'', 20'')$ exprimées en arcsec par rapport au centre $(0'', 0'')$ dont les coordonnées sont répertoriées dans la Table 3.1). Voir la légende de la Fig. 3.4.

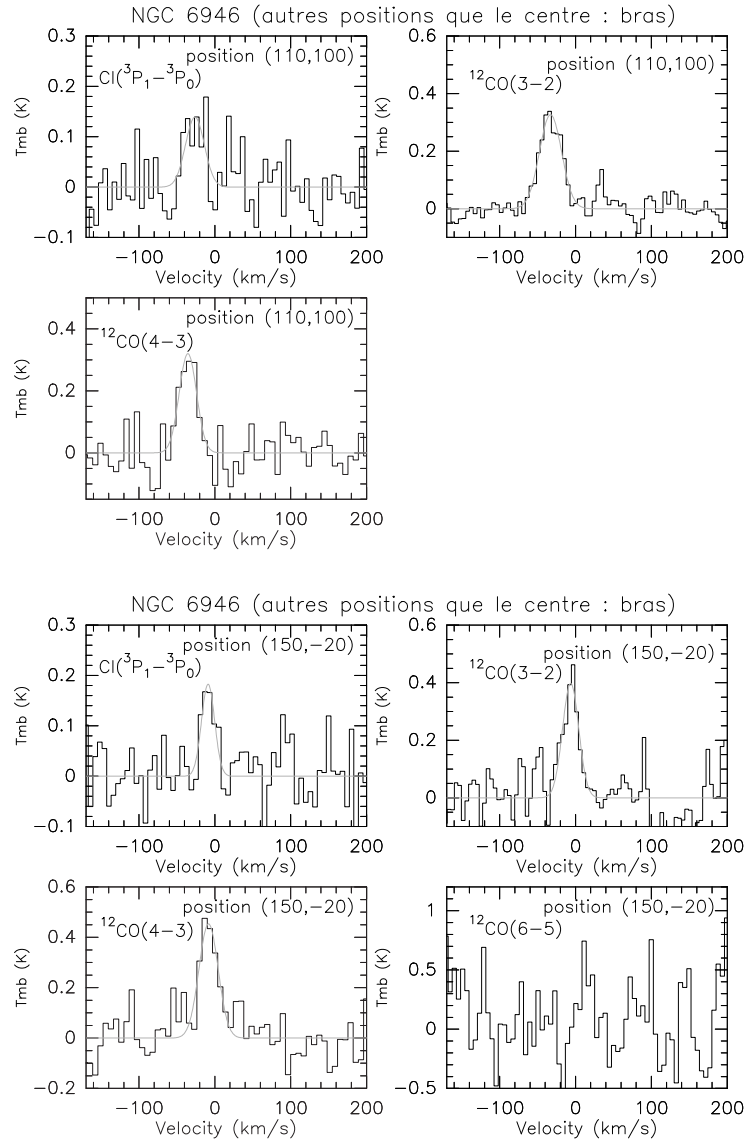


FIG. 3.61 – Spectres des bras spiraux dans NGC 6946 situés au nord-est et à l'est (positions respectives : (110", 100") et (150", -20") exprimées en arcsec par rapport au centre (0", 0) dont les coordonnées sont listées dans la Table 3.1). Voir la légende de la Fig. 3.2.

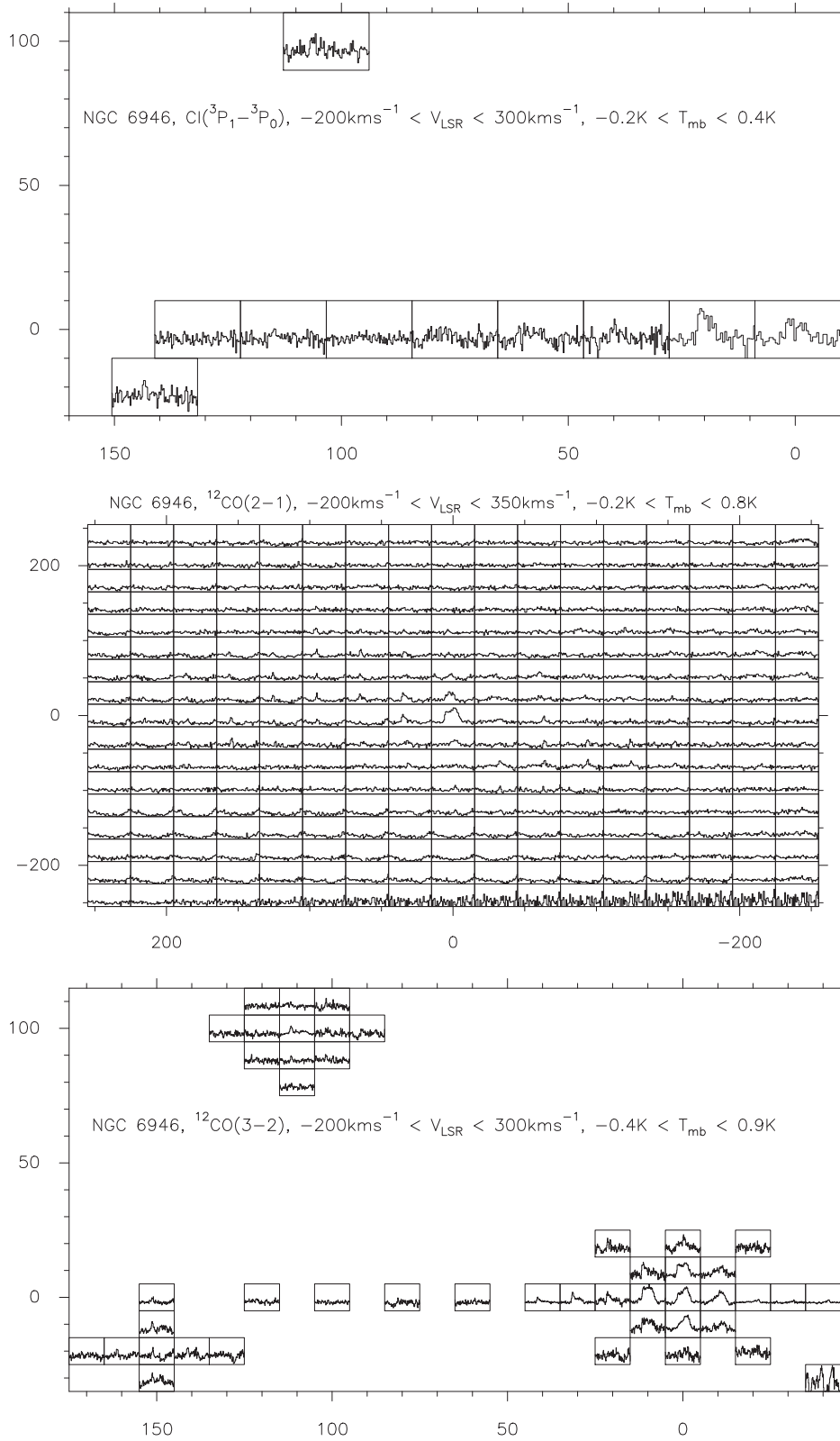


FIG. 3.62 – Cartes de spectres de la galaxie NGC 6946. Voir la légende de la Fig. 3.4.

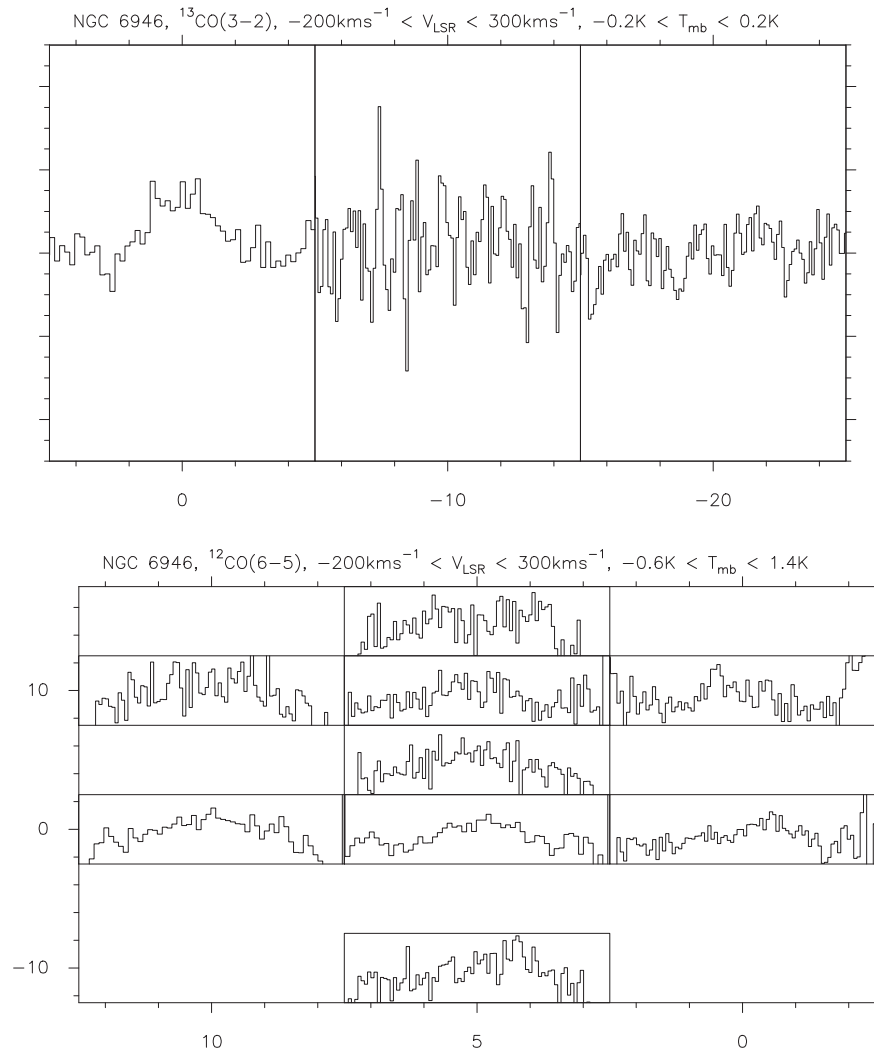


FIG. 3.63 – Cartes de spectres de la région centrale de la galaxie NGC 6946 (coordonnées du centre $(0'', 0'')$ indiquées dans la Table 3.1). Voir la légende de la Fig. 3.4.

TAB. 3.1 – Propriétés des galaxies de notre échantillon.

	Type	RA(1950)	DEC(1950)	Distance (Mpc)	Vitesse (LSR) (kms ⁻¹)	taille optique ^a	Métallicité : 12+log $\frac{O}{H}$
HENIZE 2-10	I0 pec, Sbrst	08 :34 :07.2	-14 :26 :06.0	6 ¹	+850	30'' × 40 ''	≈8.93 ²
IC 10	dIrr IV/BCD ^a	00 :17 :44.000	59 :00 :18.00	1 ³	-344	6.8' × 5.8'	8.31±0.20 ⁴
IC 342	SAB(rs)cd HII ^a	03 :41 :57.200	67 :56 :27.00	1.8 ⁵	35	21.4' × 20.9'	≈9.30 ⁶
M 82	I0;Sbrst HII ^a	09 :51 :43.801	69 :55 :00.99	3.2 ⁷	+200	11.2' × 4.3'	9.00±0.12 ⁴
NGC 253	SAB(s)c;HII, Sbrst	00 :45 :05.7	-25 :33 :38.0	2.5 ⁸	+240	27.5' × 6.8'	8.99± 0.31 ²
NGC 891	SA(s)b sp, HII	02 :19 :24.7	42 :07 :18.6	9.6 ⁹	+535	13.5' × 2.5'	-
NGC 1068	(R)SA(rs)b;Sy1 Sy2	02 :40 :07.05	-00 :13 :31.64	14.4 ¹⁰	+1130	7.1' × 6.0'	9.07±0.53 ²
NGC 3079	SB(s)c;LINER Sy2 ^a	09 :58 :35.000	55 :55 :15.40	15.6 ¹¹	1331	7.9' × 1.4'	-
IRAS 10565+2448	LINER HII ^a	10 :56 :36.200	24 :48 :40.00	172 ¹²	12923	0.4' × 0.3'	-
NGC 4038	SB(s)m pec ^a	11 :59 :19.001	-18 :35 :23.00	13.8 ¹³	1634	5.9' × 3.2'	-
Overlap	SA(s)m pec ^a	11 :59 :21.101	-18 :36 :17.00	13.8 ¹³	1510	3.1' × 1.6'	-
NGC 4736	(R)SA(r)ab;Sy2 LINER ^a	12 :48 :32.401	41 :23 :28.01	4.3 ¹⁴	314	11.2' × 9.1'	9.01±0.17 ²
Mrk 231	SA(rs)c ? pec Sy1 ^a	12 :54 :05.000	57 :08 :39.00	173.9 ¹⁵	12650	1.3' × 1.0'	-
Centaurus A (NGC 5128)	S0 pec Sy2 ^a	13 :22 :31.650	-42 :45 :32.00	3.5 ¹⁶	550	25.7' × 20.0'	-
M 51	SA(s)bc pec; HII Sy2.5 ^a	13 :27 :46.100	47 :27 :14.00	9.6 ¹⁷	470	11.2' × 6.9'	9.23±0.12 ²
M 83	SAB(s)c; HII Sbrst ^a	13 :34 :11.300	-29 :36 :42.60	3.5 ¹⁸	516	12.9' × 11.5'	9.16±0.12 ²
Arp 220	S ?;LINER; HII Sy2 ^a	15 :32 :46.702	23 :40 :08.00	77 ¹⁷	5450	1.5' × 1.2'	-
NGC 6090	Sd pec HII ^a	16 :10 :23.998	52 :35 :11.00	118 ¹⁹	8831	2.8' × 1.5'	-
NGC 6946	SAB(rs)cd HII ^a	20 :33 :48.800	59 :58 :50.00	5.5 ²⁰	50	11.5' × 9.8'	9.06±0.17 ²

References : 1 : Johansson [1987]; 2 : Zaritsky et al. [1994]; 3 : valeurs adoptée (voir texte); 4 : used in Arimoto et al. [1996], moyenne sur le disque; 5 : McCall [1989], Karachentsev & Tikhonov [1993]; 6 : Vila-Costas & Edmunds [1992], Garnett [1998]; 7 : Dumke et al. [2001] en accord avec le valeur de Tammann & Sandage [1968]; 8 : Blecha [1986], Davidge & Pritchett [1990]; 9 : Strickland et al. [2004], Ciardullo et al. [1991]; 10 : Bland-Hawthorn et al. [1997]; 11 : Sofue et al. [1999]; 12 : Glenn & Hunter [2001]; 13 : Saviane et al. [2004]; 14 : Tully & Fisher [1987]; 15 : Bryant & Scoville [1999]; 16 : de Vaucouleurs et al. [1979]; 17 : de Vaucouleurs [1991]; 18 : Thim et al. [2003]; 19 : Décalage vers le rouge estimé dans Gerin & Phillips [1999] avec $H_0 = 75 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$; 20 : Tully [1988]. ^a : Données provenant de la base de données NED. - : information inconnue.

En résumant dans la Partie 1 Chap. 4 (voir les Tables 4.3 et 4.4) toutes les données observées, nous avons choisi d'étudier plus précisément certaines des sources de notre échantillon. Dans la suite, nous avons axé notre étude seulement sur les noyaux de galaxies pour lesquels notre échantillon de raies détectées était le plus complet et de plus haute qualité (rapport S/B suffisant). Ces sources sont celles présentées dans les articles Bayet et al. [2004] et Bayet et al. [2005a] (soumis), à savoir Les Antennes (NGC 4038 et Overlap), Henize 2-10, IC 10, IC 342, M 83, NGC 253 et NGC 6946.

CHAPITRE 4

Le traitement des données - Les contraintes des modèles

Sommaire

4.1 Réduction et Calculs préliminaires	87
4.2 Comment comparer les spectres ?	89
4.2.1 Convolution des données via les tailles de sources	89
4.2.2 Autre méthode de convolution des données	94
4.2.3 Comparaison entre les deux méthodes de convolution : exemple de la galaxie IC 342	97
4.3 Les contraintes des modèles : les rapports de raies	99
4.A Tableaux de valeurs des raies détectées	100

4.1 Réduction et Calculs préliminaires

Les spectres présentés dans le chapitre précédent sont des spectres réduits et non pas des spectres bruts (directement issus des observations). En effet, ces spectres ont tous subis des traitements pour optimiser leur rapport signal sur bruit (S/B) afin que, leur analyse devienne possible. Ainsi, ils ont tous été, dans un premier temps, calibrés suivant les méthodes exposées dans la Partie 1 Chap. 2 Sect. 2.2 (on notera que le changement d'unité T_A^* en T_{mb} n'a pas été effectué tout de suite, cf. ci-dessous). Ensuite, un logiciel adapté à la réduction et à l'analyse des observations dans les domaines millimétrique et submillimétrique a été employé sur chaque détection. Ce logiciel s'appelle GILDAS¹ et est développé par l'IRAM.

Précisément, GILDAS a permis de combiner ensemble des spectres provenant des diverses sessions d'observations et de les lisser c'est-à-dire de dégrader leur résolution spectrale (résolution $\approx 10 \text{ kms}^{-1}$ pour les spectres finaux présentés dans la Partie 1 Chap. 3). Puis, on a transformé les spectres ainsi obtenus en unité T_{mb} puisque jusqu'à présent, ils étaient exprimés en T_A^* (voir les valeurs de η_{mb} indispensables à ce changement d'unité, répertoriées dans la Table 2.1 présentée dans la Partie 1 Chap. 2). A partir de ce logiciel, on a également soustrait à chaque spectre une ligne de base de degré variable (1 à 3) suivant la forme du spectre. Puis, un ajustement gaussien a pu être appliqué quand le rapport S/B était significatif (voir la courbe grise sur les spectres présentés dans les Figs. 3.2 à 3.63). Malheureusement, certains spectres (par exemple la raie $^{13}\text{CO}(3-2)$ dans Overlap (voir la Fig. 3.3), la raie $^{12}\text{CO}(7-6)$ dans M 51 (voir la Fig. 3.25), dans NGC 891 (voir la Fig. 3.45) et dans NGC 1068 (voir la Fig. 3.48)) n'ont pas pu être ajustés par une loi gaussienne malgré un temps d'intégration

¹Voir le site internet : <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>

important (trop faible rapport S/B) ou à cause de la forme de la raie qui ne correspondait pas à une fonction de Gauss.

L'ajustement gaussien est la clé qui va nous permettre de déduire (via les modèles) les propriétés physiques des noyaux de galaxies de notre échantillon (température cinétique, densité du gaz, rapport d'abondance,...). Ces paramètres, essentiels à la compréhension de la formation des étoiles dans les noyaux de galaxies, sont indirectement contenus dans les caractéristiques propres de chaque raie détectée. En effet, chacune nous apporte des informations sur la physique et la chimie du milieu dans lequel elle se trouve. Multiplier les détections dans diverses raies permet ainsi de collecter des informations complémentaires permettant une description de plus en plus complète du MIS. Pour chaque détection, les ajustements gaussiens nous fournissent précisément : le maximum d'intensité (en K) de la raie, sa largeur à mi-hauteur (FWHM) (en kms^{-1}), son aire intégrée (A en Kkms^{-1}), l'estimation du rms et les erreurs commises sur toutes ces valeurs. Il faut cependant remarquer que d'autres méthodes peuvent être utilisées pour estimer tous ces paramètres, par exemple, si les profils des raies n'ont pas une forme gaussienne, on peut utiliser une autre fonction de type carrée.

C'est à partir de l'aire intégrée (A) de la raie que nous avons calculé l'intensité (I en $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$) et le flux (F en Wm^{-2}) de cette même raie en utilisant les formules suivantes :

$$I = \frac{2 \times k_b \times \nu^3}{c^3} \times A \quad (4.1)$$

$$I(\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}) = 1.02 \times 10^{-18} \times \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^3 \times \left(\frac{A}{\text{Kkms}^{-1}}\right) \quad (4.2)$$

où c est la vitesse de la lumière, ν , la fréquence de la raie détectée (en GHz) et A, l'aire intégrée (en Kkms^{-1}). Pour calculer le flux F (en Wm^{-2}), nous avons multiplié I (en $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$) par l'angle solide formé par le lobe principal de l'antenne du *CSO* : $\Omega(\theta_{mb})$ (en sr) défini par :

$$\Omega(\theta_{mb}) = 1.133 \times \theta_{mb}^2 \times \frac{1}{206265^2} \text{ sr} \quad (4.3)$$

où θ_{mb} est la taille (en arcsec) du lobe principal de l'antenne du *CSO* à une fréquence donnée (voir le tableau des valeurs dans la Partie 1 Chap. 2). Les erreurs commises sur les valeurs obtenues (I et F) ont été estimées à environ 20% (voir les Tables de données 4.2 et 4.3 dans les annexes de ce chapitre). Finalement, dans les Tables 4.2 et 4.3 présentées dans les annexes de ce chapitre, nous avons répertorié l'aire intégrée (A en Kkms^{-1}), l'intensité (I en $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$), le flux (F en Wm^{-2}) et les erreurs commises sur chacune d'entre elle pour chaque raie détectée dans chaque galaxie de notre échantillon, et ce, pour diverses positions.

Afin de comprendre la formation des étoiles dans une galaxie, il est essentiel de comprendre comment les nuages moléculaires contenus dans celle-ci peuvent se refroidir. En effet, le MIS est chauffé par le rayonnement FUV issu des étoiles jeunes et massives et on sait que pour se refroidir ce milieu va à son tour émettre, de façon proportionnelle au rayonnement reçu (chauffage). Il faut donc analyser et comparer les spectres d'émission que nous avons réduit, spectres provenant des régions moléculaires des noyaux de galaxies.

L'émission du gaz moléculaire peut varier non seulement d'une galaxie à l'autre mais aussi au sein même d'une galaxie. Il faudrait donc, d'une part, comparer les émissions du

gaz dans les régions centrales (les plus actives) et dans les disques, et d'autre part, dans les mêmes régions (noyaux par exemple) mais de diverses sources. En menant simultanément ces deux comparaisons, on pourrait mieux décrire le refroidissement du gaz et accroître notre connaissance de l'activité stellaire extragalactique. C'est via les valeurs A, I et F des régions centrales que nous allons pouvoir quantifier l'efficacité de refroidissement (ou émission) du gaz. Donc dans la suite, on ne s'intéressera plus qu'aux **noyaux de galaxies proches** contenues dans notre échantillon de sources qui correspondent aux régions les plus actives dans les galaxies soit les régions comprises, suivant les sources, dans les 20" à 50" les plus internes. Par ailleurs, ce sont les positions pour lesquelles les données sont les plus complètes et les mieux analysées ².

4.2 Comment comparer les spectres ?

Les valeurs contenues dans les Tables 4.3 et 4.4 ont toutes été calculées pour la résolution angulaire définie par le lobe principal de l'antenne utilisée à la fréquence d'observation (voir les tailles du lobe principal pour chaque fréquence observée au *CSO* dans la Table 2.1, Partie 1 Chap. 2). Par exemple, si l'on s'intéresse à l'intensité de la raie $^{12}\text{CO}(6-5)$ détectée avec le *CSO*, elle est exprimée pour un lobe principal de taille $\theta_{mb}=10.6''$ tandis que l'intensité de la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$ détectée avec le même télescope (*CSO*) est mesurée sous un lobe principal de taille $\theta_{mb}=21.9''$. Pour pouvoir comparer les valeurs A, I et F issues des spectres, il faut ramener toutes ces valeurs sous une même taille de lobe principal (même valeur de θ_{mb}) soit à la même résolution. On va donc procéder à une convolution des données.

Pour exprimer les diverses transitions de C et de CO sous une même taille de lobe principal, plusieurs méthodes de convolution existent. Dans ce qui suit, nous détaillons successivement la méthode utilisée dans les articles Bayet et al. [2004] et Bayet et al. [2005a] (soumis). Cette méthode de convolution ramène toutes les valeurs A, I et F à la résolution finale de $\theta_{mb,fin}=21.9''$ (taille du lobe principal au *CSO* à la fréquence de la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$). Nous avons choisi cette résolution finale car elle correspond à la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$ qui est la raie la plus fréquemment détectée dans notre échantillon de galaxies.

En parallèle, une autre approche est envisagée (voir l'article Bayet et al. 2005b en préparation). Cette méthode de convolution est le fruit d'une collaboration avec l'Observatoire de Leiden³. Elle se base plutôt sur une résolution finale de $\theta_{mb,fin}=21''$ qui est la taille du lobe principal au *JCMT* à la fréquence de la raie $^{12}\text{CO}(2-1)$ (raie plus fréquemment détectée dans cet autre échantillon de sources).

Dans la première méthode, les observations détectées directement sous un lobe principal de 21.9" comme les intensités des raies $^{12}\text{CO}(3-2)$ et $^{13}\text{CO}(3-2)$ ne sont évidemment pas concernées par le changement de résolution par convolution. De même, dans la deuxième méthode, les raies détectées directement sous une taille de lobe principal de 21" ne sont également pas convoluées.

4.2.1 Convolution des données via les tailles de sources

Pour exprimer, sous une même taille de lobe principal ou à la même résolution ($\theta_{mb,fin}=21.9''$) les paramètres A, I et F de toutes les raies observées, une première méthode consiste à évaluer la taille de la source émettrice via l'utilisation d'un modèle pouvant reproduire sa distribution d'intensité. Une fois cette taille de source déterminée, la convolution des données à 21.9" devient possible via, l'utilisation d'un facteur multiplicatif. Cette distribution d'intensité peut

²On notera que des données également très complètes existent dans les régions des bras spiraux de NGC 6946 et M 83 mais leur analyse n'a pas encore été achevée

³Sterrewacht Leiden, voir le site internet <http://www.strw.leidenuniv.nl/>

être modélisée, suivant la source :

- Par une fonction gaussienne axisymétrique à deux dimensions ($f_s(x, y)$) (modélisation de la distribution d'intensité de la source à la résolution initiale des observations) :

$$f_s(x, y) = f_0 \frac{1}{\pi \sigma_s^2} \exp - \frac{x^2 + y^2}{\sigma_s^2} \quad (4.4)$$

où f_0 est une constante de normalisation et où la largeur à mi-hauteur qui caractérise la source vaut $\text{FWHM}_s = 2\sigma_s \sqrt{\ln 2}$.

- Soit, la distribution d'intensité d'une source (à la résolution initiale des observations) est représentée par une fonction gaussienne elliptique à deux dimensions (profil d'intensité gaussien sur chaque axe de l'ellipse) ($f_s(x, y)$) :

$$f_s(x, y) = f_0 \frac{1}{\pi \sigma_{s,x} \sigma_{s,y}} \exp - \frac{x^2}{\sigma_{s,x}^2} \exp - \frac{y^2}{\sigma_{s,y}^2} \quad (4.5)$$

où les largeurs à mi-hauteur qui caractérisent la source valent selon le grand axe (x) et le petit axe (y) respectivement, $\text{FWHM}_{s,x} = 2\sigma_{s,x} \sqrt{\ln 2}$ et $\text{FWHM}_{s,y} = 2\sigma_{s,y} \sqrt{\ln 2}$.

Pour exprimer les paramètres A, I et F sous une résolution de $\theta_{mb,fin} = 21.9''$, il faut convoluer les distributions d'intensités $f_s(x, y)$ (voir les Eqs. 4.4 et 4.5) avec la réponse de l'instrument. Cet instrument (ici radiotélescope à antenne unique) a une taille de lobe principal (soit une résolution) qui varie avec la fréquence (pour le CSO, voir les valeurs répertoriées dans la Table 2.1 présentée dans la Partie 1 Chap. 2). Ainsi, à une fréquence donnée, correspond une taille de lobe principal (ou résolution) initiale d'observation : $\theta_{mb,init}$ (comme le montre l'exemple précédent de la raie $^{12}\text{CO}(6-5)$: $\theta_{mb,init} = 10.6''$). On sait que la réponse du radiotélescope peut être, elle aussi, représentée par une fonction gaussienne à deux dimensions, caractérisée par une largeur à mi-hauteur (ou taille du lobe principal) $\theta_{mb,init} = 2\sigma_a \sqrt{\ln 2}$ où σ_a est déterminée par les propriétés de l'antenne. Pour atteindre, la résolution angulaire finale ($\theta_{mb,fin} = 21.9''$) à partir d'observation à la résolution initiale ($\theta_{mb,init}$), on utilise la propriété mathématique des gaussiennes qui stipule que la convolution de deux gaussiennes de largeur B_1 et B_2 est aussi une gaussienne de largeur $\sqrt{B_1^2 + B_2^2}$. Si on applique cette propriété au problème qui nous intéresse ici, il est alors nécessaire d'effectuer la convolution par une gaussienne de largeur (ou résolution) valant $\sqrt{\theta_{mb,fin}^2 - \theta_{mb,init}^2}$, correspondant à la perte du signal due à la convolution de la distribution de brillance de la source par la réponse de l'instrument. Pour exprimer les paramètres A, I et F sous une résolution de $\theta_{mb,fin} = 21.9''$, on a donc calculé à partir des Eqs. 4.4 et 4.5 et de la remarque précédente, un facteur multiplicatif (*fact*). On a ensuite appliqué ce facteur (dépendant de la fréquence) aux valeurs de A, I et F.

On obtient après calculs, pour le cas décrit par l'Eq. 4.4 :

- Si $\theta_{mb,init}$ est plus petite que FWHM_s alors :

$$fact = \frac{\text{FWHM}_s^2}{(\theta_{mb,fin}^2 - \theta_{mb,init}^2) + \text{FWHM}_s^2} \quad (4.6)$$

- Si $\theta_{mb,init}$ est plus grande que FWHM_s alors :

$$fact = \frac{\theta_{mb,init}^2 + FWHM_s^2}{\theta_{mb,fin}^2 + FWHM_s^2} \quad (4.7)$$

De même, pour les sources de distribution d'intensité elliptique avec un profil gaussien (décrite par l'Eq. 4.5), on a le facteur suivant :

$$fact = \frac{FWHM_{s,x} \times FWHM_{s,y}}{\sqrt{(\theta_{mb,fin}^2 - \theta_{mb,init}^2) + FWHM_{s,x}^2} \times \sqrt{(\theta_{mb,fin}^2 - \theta_{mb,init}^2) + FWHM_{s,y}^2}} \quad (4.8)$$

Finalement, selon le modèle utilisé pour reproduire la distribution d'intensité de la source (axisymétrique ou elliptique), on applique le facteur *fact* correspondant et on obtient sous un lobe de 21.9" l'aire intégrée A de toutes les transitions de C et de CO observées pour tous les noyaux de galaxies de notre échantillon soit pour la galaxie des Antennes (NGC 4038 & Overlap), Henize 2-10, IC 10, IC 342, M 83, NGC 253 et NGC 6946. Puis, pour obtenir les intensités I et les flux F convolués à 21.9", on utilise comme précédemment les Eqs. 4.1, 4.2 et 4.3 et les valeurs A convoluées à 21.9". La Table 4.4 contenue dans les annexes de ce chapitre répertorie les valeurs exprimées à la même résolution.

Cependant, pour obtenir la valeur de *fact*, il reste encore à déterminer la valeur de $FWHM_s$ (ou de $FWHM_{s,x}$ et $FWHM_{s,y}$). C'est lors de cette étape qu'on utilise au maximum l'information disponible, issue à la fois de notre échantillon de raies et de la littérature. En effet, la convolution à $\theta_{mb,fin} = 21.9''$ n'est réalisée que pour les raies n'ayant pas été observées directement à 21.9". Par exemple, si l'on trouve dans la littérature une observation de la raie $^{12}\text{CO}(6-5)$ réalisée avec un lobe principal de 21.9", les valeurs de A, I et F issues de cette détection ne seront pas convoluées. Cependant, comme le montre les Tables 4.3 et 4.4, peu d'information existe à 21.9" hormis celle concernant les raies $^{12}\text{CO}(3-2)$ et $^{13}\text{CO}(3-2)$. Pour les autres raies (observées à $\theta_{mb,fin} \neq 21.9''$), On doit les convoluer, une taille de source devant alors être trouvée. Idéalement, il faudrait une taille de source ($FWHM_s$ ou $FWHM_{s,x}$ et $FWHM_{s,y}$) pour chaque raie de C et de CO observée soit une carte à haute résolution (obtenue par des observations interférométriques) pour chaque fréquence étudiée. En effet, le gaz moléculaire caractérisé par l'émission de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ dans une galaxie n'a aucune raison d'avoir exactement la même distribution spatiale que le gaz moléculaire chaud et dense représenté par l'émission des raies $^{12}\text{CO}(6-5)$ ou $^{12}\text{CO}(7-6)$. De même, le gaz caractérisé par les émissions des raies de carbone atomique C n'a aucune raison de présenter la même distribution spatiale que le gaz contenant du monoxyde de carbone. Malheureusement, les cartes à haute résolution n'existent pas encore à toutes les fréquences étudiées ici, ni pour toutes les galaxies de notre échantillon. On utilise alors au mieux l'information disponible.

En résumé, si des transitions de C et de CO sont observées à 21.9", on ne les convolue pas et on les utilise directement comme contraintes des modèles. Si des transitions de C et de CO ne sont pas observées à 21.9" mais qu'il existe des cartes à haute résolution, on les utilise pour la convolution après avoir déduit la (ou les) taille(s) de la source⁴. Si des transitions de C et de CO ne sont pas observées à 21.9" et qu'il n'existe pas des cartes à haute résolution mais une (des) carte(s) à la résolution initiale de l'observation ($\theta_{mb,init}$), alors on convolue les valeurs A, I et F en utilisant la (les) taille(s) de source déduite(s) de cette (ces) dernière(s) carte(s).

⁴En effet, si une seule carte à haute résolution (soit à une fréquence donnée) est disponible alors la taille de source déduite de cette carte sera appliquée à toutes les autres transitions. Si des cartes à haute résolution existe à des fréquences différentes, on utilise la taille de source déduite de chacune de ces cartes pour convoluer la transition correspondante.

Ce dernier cas est critique car avec ce type de cartes (souvent basse résolution $\theta_{mb,init} > 5''$), la source ne peut pas être, même partiellement, résolue. Heureusement, les transitions à très haut-J du CO ($J_{upper} \geq 6$)⁵ soit à très haute fréquence ($\nu \geq 691$ GHz) ont un lobe principal de une taille suffisamment fine pour acquérir de l'information sur la distribution spatiale de la source ($\lesssim 10''$). Ces cartes appelées dans la suite "cartes à haute fréquence" ont donc une résolution suffisante pour partiellement résoudre les régions émettrices et donc déduire des tailles de sources raisonnables. Les cartes à haute fréquence utilisées ici ont été obtenues avec le *CSO* à 691 GHz ou 806 GHz ; les cartes à haute résolution spatiale sont issues de la littérature. Par galaxie, on a donc :

- ◊ Pour la position NGC 4038 dans la galaxie des Antennes, nous avons dû convoluer les raies $[CI](^3P_1-^3P_0)$, $^{12}CO(1-0)$, $^{12}CO(2-1)$, $^{12}CO(4-3)$, $^{12}CO(6-5)$, $^{12}CO(7-6)$ et $^{13}CO(2-1)$. Seule la transition $^{12}CO(1-0)$ a été cartographiée à haute résolution. La taille de source déduite s'appliquera donc aux autres transitions de C et de CO. Nous avons ainsi déduit de la carte haute résolution de $^{12}CO(1-0)$ issue de Wilson et al. [2000] qu'une source elliptique de profil d'intensité gaussien de $FWHM_{s,x} = 13.2''$ le long du grand axe et de $FWHM_{s,y} = 9.9''$ le long du petit axe reproduit correctement la distribution d'intensité de NGC 4038. Nous avons calculé le facteur multiplicatif correspondant (voir l'Eq. 4.8) et nous l'avons appliqué aux données. Les valeurs déduites sont répertoriées dans la Table 4.4 en annexe de ce chapitre.
- ◊ Pour la position Overlap dans la galaxie des Antennes, nous avons dû convoluer à $21.9''$ les valeurs A, I et F des raies $[CI](^3P_1-^3P_0)$, $^{12}CO(1-0)$, $^{12}CO(2-1)$, $^{12}CO(4-3)$, $^{12}CO(6-5)$, $^{12}CO(7-6)$, $^{13}CO(2-1)$ et $^{13}CO(3-2)$ (issues de la littérature et non détectées directement sous un lobe de $21.9''$). Seule la transition $^{12}CO(1-0)$ a été cartographiée à haute résolution. On fait alors l'hypothèse que la taille de source déduite de cette carte convient à toutes les autres raies. Cette carte (Wilson et al. 2000 où la position Overlap correspond à la position SGM 4-5 de la carte) montre qu'un profil d'intensité elliptique gaussien de $FWHM_{s,x} = 11.0''$ le long du grand axe et de $FWHM_{s,y} = 8.8''$ le long du petit axe, représente bien cette source. Par la suite, on a calculé le facteur *fact* via l'Eq. 4.8 et on l'a appliqué aux données. Elles sont exposées dans la Table 4.4 en annexe de ce chapitre.
- ◊ La galaxie Henize 2-10 n'a pas d'observations directement obtenues sous un lobe de $21.9''$ pour les raies $[CI](^3P_1-^3P_0)$, $^{12}CO(1-0)$, $^{12}CO(4-3)$, $^{12}CO(6-5)$, $^{12}CO(7-6)$ et $^{13}CO(1-0)$. En se basant sur la seule carte existant à savoir la carte $^{12}CO(3-2)$ (ni haute résolution, ni haute fréquence, voir les commentaires plus loin) présentée par Meier & Turner [2001], on peut modéliser l'intensité de Henize 2-10 par une distribution axisymétrique de profil d'intensité gaussien de $FWHM_s \approx 13''$. Les facteurs multiplicatifs appliqués à chaque mesure sont alors issus des Eqs. 4.6 et 4.7. Les valeurs finales (à la résolution de $21.9''$) sont présentées dans la Table 4.4 en annexe de ce chapitre.
- ◊ Pour la galaxie IC 10, on convolue à $21.9''$ les A, I et F des raies $[CI](^3P_1-^3P_0)$, $[CI](^3P_2-^3P_1)$, $^{12}CO(2-1)$, $^{12}CO(4-3)$, $^{12}CO(6-5)$, $^{12}CO(7-6)$ et $^{13}CO(2-1)$ ⁶. Pour cela, on se sert

⁵On désigne respectivement par J_{upper} et J_{lower} le niveau rotationnel le plus haut et le plus bas de la transition soit par exemple, dans la transition $^{12}CO(6-5)$, le J_{upper} vaut 6 et le J_{lower} vaut 5).

⁶Dans la littérature, on a trouvé cette raie détectée à la résolution de $22''$ [Petitpas & Wilson, 1998a] mais on convolue tout de même à $21.9''$ l'observation issue du *CSO* ($\theta_{mb,init} = 30.5''$) pour effectuer une comparaison entre la valeur directement observée sous $22''$ et celle convoluée à $21.9''$. Comme on l'a précisé plus haut, on conservera pour les modèles, la valeur détectée directement à la résolution de $22''$. La comparaison ne peut malheureusement pas être faite entre ces deux valeurs car elles ne correspondent pas tout à fait à la même position. Chacune d'elle semble cependant raisonnable.

des cartes $^{12}\text{CO}(1-0)$ à haute résolution répertoriées dans Wilson & Reid [1991] et dans Bolatto et al. [2000]. Elles permettent de modéliser le noyau comme une source axisymétrique de $\text{FWHM}_s=20''$. Cette taille semble justifiée pour décrire les distributions spatiales d'intensité des autres raies puisque cette taille est en très bon accord avec la taille de source déduite de la carte à la fréquence 460 GHz (raie $^{12}\text{CO}(4-3)$) présentée par la Fig. 3.17. Le facteur *fact* est calculé via les Eqs. 4.6 et 4.7 puis est appliqué aux données. Celles-ci sont exposées dans la Table 4.4 en annexe de ce chapitre.

- ◇ Pour la galaxie IC 342, nous avons appliqué la méthode de convolution aux données suivantes : les raies $[\text{CI}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$, $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$, $^{12}\text{CO}(2-1)^7$, $^{12}\text{CO}(4-3)$, $^{12}\text{CO}(6-5)$, $^{12}\text{CO}(7-6)$ et $^{13}\text{CO}(2-1)^8$. Nous avons utilisé la carte à haute fréquence de la raie $^{12}\text{CO}(6-5)$ (691 GHz) située en bas de la Fig. 3.21. Nous avons ainsi modélisé ce noyau comme une source axisymétrique avec un profil d'intensité gaussien de $\text{FWHM}_s \approx 11''$. Ce résultat est en bon accord avec celui obtenu par Israel & Baas [2003] (carte à haute fréquence ($\nu=461$ GHz) de la raie $^{12}\text{CO}(4-3)$). Eckart et al. [1990c] ont cartographié en $^{12}\text{CO}(2-1)$ IC 342 avec l'*IRAM-30m* (résolution de $12''$) et ont obtenu une taille un peu plus grande d'environ $20''$. Le facteur *fact* (Eqs. 4.6 et 4.7) a été appliqué aux données. Celles-ci sont répertoriées dans la Table 4.4 en annexe de ce chapitre.
- ◇ Les détections en $[\text{CI}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$, $^{12}\text{CO}(1-0)$, $^{12}\text{CO}(4-3)^9$ et $^{12}\text{CO}(6-5)$ dans le noyau de la galaxie M 83 ont été convoluées à $21.9''$. Pour cela, nous avons utilisé la carte à haute fréquence de la raie $^{12}\text{CO}(6-5)$ (voir le bas de la Fig. 3.37) qui modélise la distribution spatiale d'intensité du noyau de M 83 par une source ayant un profil gaussien et elliptique de $\text{FWHM}_{s,x} = 12.0''$ le long du grand axe et de $\text{FWHM}_{s,y} = 10.0''$ le long du petit axe. Lundgren et al. [2004] ont considéré le noyau de M 83 comme une source axisymétrique de $\text{FWHM}_s \approx 12''$ ce qui reste en accord avec notre estimation. Le facteur multiplicatif *fact* (Eq. 4.8) a été appliqué aux données. Les résultats sont résumés dans la Table 4.4 en annexe de ce chapitre.
- ◇ Pour la galaxie NGC 253, nous avons convolué à $21.9''$ les raies $[\text{CI}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)^{10}$, $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$, $^{12}\text{CO}(1-0)$, $^{12}\text{CO}(4-3)^{11}$, $^{12}\text{CO}(6-5)$ et $^{12}\text{CO}(7-6)$. En utilisant la carte à haute fréquence ($\nu=691$ GHz) de la raie $^{12}\text{CO}(6-5)$ (voir le bas de la Fig. 3.43) pour modéliser le centre de la galaxie NGC 253, nous avons déduit une source elliptique de profil d'intensité gaussien de $\text{FWHM}_{s,x} = 23.0''$ le long du grand axe et de $\text{FWHM}_{s,y} = 11.0''$ le long du petit axe, ce qui est en accord avec la carte de l'émission de CS(J=2-1) disponible dans Peng et al. [1996]. En effet, nous n'avons pas trouvé dans la littérature d'autres cartes à haute résolution ou à haute fréquence dans les raies de C ou de CO qui puissent confirmer nos valeurs. C'est pourquoi nous avons utilisé la carte à haute résolution en

⁷Nous avons effectué la convolution de cette transition pour pouvoir comparer le résultat de la convolution avec l'observation de la même raie mais directement détectée sous un lobe principal de taille $21''$. Les deux valeurs sont similaires (voir la Table 4.4 en annexe de ce chapitre).

⁸De même, nous avons voulu comparer la valeur de cette raie directement observée sous un lobe principal $\theta_{mb,init} = 21''$ avec celle obtenue après convolution. Les deux valeurs sont en bon accord.

⁹Là encore, nous avons convolué la détection réalisée au *CSO* pour pouvoir la comparer à l'observation obtenue par Israel & Baas [2001] à la résolution de $21''$. Les deux valeurs sont en assez bon accord.

¹⁰Il existe aussi des données obtenues directement à une résolution de $22''$ mais nous avons voulu également dans ce cas, comparer le résultat issu de la convolution avec les valeurs détectées à $22''$. Les deux valeurs sont en bon accord (voir la Table 4.4 en annexe de ce chapitre).

¹¹Dans le même but que pour la raie $[\text{CI}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$, nous avons convolué à $21.9''$ des données pourtant directement observées à la résolution de $22''$. Ici, une grande différence apparaît entre la valeur observée à $22''$ et celle convoluée. N'ayant pas suffisamment de détails sur la calibration de l'observation à la résolution de $22''$, nous avons préféré dans ce cas-là, conserver notre valeur convoluée.

CS ($\nu = 97.98$ GHz \approx fréquence de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$) issue de Peng et al. [1996] pour effectuer cette comparaison. Le facteur multiplicatif *fact* (Eqs. 4.6 et 4.7) a été ensuite appliqué aux données. Les résultats sont résumés dans la Table 4.4 en annexe de ce chapitre.

- ◇ Pour finir, ce sont les raies $[\text{CI}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)^{12}$, $^{12}\text{CO}(1-0)^{13}$, $^{12}\text{CO}(2-1)^{14}$, $^{12}\text{CO}(4-3)^{15}$, $^{12}\text{CO}(6-5)$ et $^{13}\text{CO}(2-1)^{16}$ qui ont été convoluées à 21.9" pour la galaxie NGC 6946. Le centre de cette galaxie a été modélisé par une source axisymétrique de profil d'intensité gaussien avec une $\text{FWHM}_s \approx 15''$. Ne disposant pas de carte à haute résolution, nous avons utilisé la carte de Nieten et al. [1999] de $^{12}\text{CO}(4-3)$ grâce à laquelle nous avons déduit cette taille. La carte de $^{12}\text{CO}(1-0)$ (résolution de 23") publiée par Weliachew et al. [1988] donne une valeur comparable. Nous adoptons donc 15" comme taille typique du noyau de NGC 6946. Le facteur multiplicatif *fact* (Eq. 4.8) a été appliqué aux données. Les résultats sont résumés dans la Table 4.4 en annexe de ce chapitre.

Tous les résultats de la convolution, par galaxie, ainsi que le choix de la valeur utilisée dans la suite pour chaque transition de C et de CO sont indiquées dans la Table 4.4 située en annexe de ce chapitre.

4.2.2 Autre méthode de convolution des données

Il arrive souvent que les sources de notre échantillon n'aient été observées ni à des fréquences supérieures à 650 GHz ni à haute résolution (par exemple pour Henize 2-10 et NGC 6946). Donc, aucune carte à haute fréquence ou à haute résolution ne sont disponibles pour déduire la taille de la source émettrice. La convolution comme décrite précédemment donne alors des résultats avec une incertitude non négligeable, ne parvenant pas à correctement décrire la structure spatiale de la source. Il faut donc recourir à une autre méthode pour exprimer les valeurs de A, I et F sous une même résolution. Cette méthode est décrite dans Bayet et al. [2005b] (en préparation) et détaillée dans la suite. La taille du lobe final est ici de $\theta_{mb,fin} = 21''$ au lieu de 21.9" comme précédemment. Cette valeur a été choisie car elle correspond à la taille du lobe principal à 230 GHz du *JCMT*. Cette taille de lobe principal est apparue comme la plus pertinente pour le nouvel échantillon de galaxies obtenu grâce à la mise en commun des données acquises par chaque équipe (Observatoires de Paris et de Leiden). Les observations acquises par l'équipe de Leiden ne sont pas répertoriées dans les Tables 4.2 ni 4.3 (présentées dans les annexes de ce chapitre) mais elles sont disponibles dans Bayet et al. [2005b] (en préparation). La Fig. 4.1 utilise ce nouvel échantillon constitué des galaxies IC 342, M 82, M 83, NGC 253 et NGC 6946. Ces galaxies diffèrent légèrement de celles sélectionnées à la fin du Chap. 2 (il manque la galaxie des Antennes soit les deux positions NGC 4038 & Overlap et les galaxies irrégulières Henize 2-10 et IC 10). Ce nouvel échantillon de galaxies a été constitué pour former un ensemble de cibles pour lesquelles l'échantillon de

¹²La comparaison entre la valeur convoluée et celle obtenue directement sous un lobe principal de $\theta_{mb,init} = 21''$ montre un bon accord. Cependant, la raie convoluée à 21.9" n'a pas été obtenue au centre (0",0") (elle représente donc une limite inférieure) mais ses valeurs A, I et F restent, comme il est attendu, inférieures aux valeurs prises au centre.

¹³Un bon accord semble exister entre les deux dernières valeurs (convoluée et non convoluée) listées dans la Table 4.4 en annexe de ce chapitre.

¹⁴Des différences importantes apparaissent entre valeurs convoluées et valeurs non convoluées. Nous préférons conserver les valeurs convoluées qui ont toutes été obtenues avec le même instrument sous des conditions observationnelles similaires.

¹⁵De même que pour la raie $^{12}\text{CO}(2-1)$, nous conservons la valeur convoluée.

¹⁶Nous conservons la valeur convoluée issue de Israel & Baas [2001] car elle semble en meilleur accord avec les valeurs des raies $^{13}\text{CO}(1-0)$ et $^{13}\text{CO}(3-2)$ que les autres détectons (convoluées ou non).

raies détectées était le plus complet.

La méthode de convolution des données proposée ici se découpe selon les étapes suivantes :

* Tout d'abord, on cherche dans la littérature les aires intégrées des raies de C et de CO détectées sous diverses tailles de lobe principal. En effet, suivant le télescope utilisé (plus précisément suivant le diamètre de la surface collectrice du télescope), la même raie peut être détectée à différentes résolutions. Par exemple, le *JCMT* détecte la raie $^{12}\text{CO}(4-3)$ sous un lobe principal de taille $\theta_{mb,init}=11''$ tandis que le *CSO* mesure cette même raie avec un lobe principal de $\theta_{mb,init}=15''$. Ainsi, on peut trouver dans la littérature, l'aire intégrée d'une même raie observée à différentes résolutions. Un problème de compatibilité entre les diverses données disponibles peut apparaître quelquefois. Les méthodes de calibration des données peuvent varier d'un instrument à l'autre et même d'une session d'observation à l'autre. Pour résoudre ce problème, il est essentiel de trier les données de la littérature en ne conservant que les plus cohérentes ainsi que les plus récentes.

* La deuxième étape consiste, une fois cet échantillon de raies obtenu, à calculer le rapport $r = \frac{A_{\theta_{mb,init}}}{A_{\theta_{mb,fin}}}$ où $\theta_{mb,init}$ correspond à la résolution initiale et où $\theta_{mb,fin}$ vaut $21''$. Ces rapports représentent l'aire intégrée d'une détection (à une certaine résolution) normalisée à $21''$. On trace ensuite r en fonction de $\theta_{mb,init}$ pour chaque source de notre échantillon. On obtient la Fig. 4.1 dont le graphique en haut à gauche correspond à IC 342, le graphique en haut au milieu représente M 82, le graphique en haut à gauche est dédié à la galaxie M 83, le graphique en bas à droite correspond à NGC 253 et enfin, le graphique en bas à gauche représente NGC 6946. Sur chaque graphique, on a utilisé des symboles différents (spécifiés à gauche) pour distinguer les transitions.

* L'étape suivante utilise le fait que certaines raies ne peuvent pas être observées avec les radiotélescopes actuels sous un lobe de $21''$ (par exemple les raies $^{12}\text{CO}(6-5)$, $^{12}\text{CO}(7-6)$ ou $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$). Pour ces raies, il faut trouver un facteur multiplicatif à appliquer aux valeurs de A, I et F pour les ramener à cette même résolution. Ce facteur peut être déduit empiriquement de l'ajustement des points de la Fig. 4.1. En ajustant une fonction connue aux points de la Fig. 4.1, on peut calculer la valeur de A convoluée à $21''$ ($\theta_{mb,fin}$) à partir de n'importe quelle taille de lobe principal utilisée lors des observations ($\theta_{mb,init}$). Par exemple, la raie $^{12}\text{CO}(7-6)$ est observée au *CSO* sous un lobe de $\theta_{mb,init}=8.95''$. Sur la Fig. 4.1, grâce à l'ajustement, on peut facilement lire le rapport $\frac{A_{8.95''}}{A_{21''}}$ et donc déduire $A_{21''}$ à partir de $A_{8.95''}$.

L'ajustement des points de la Fig. 4.1 (ligne noire) est réalisé avec l'équation suivante (loi de puissance) :

$$Y = C \times X^D \quad (4.9)$$

où les paramètres C et D ainsi que leur erreurs respectives sont calculés par régression¹⁷ et répertoriés dans la Table 4.1 pour les galaxies IC 342, M 82, M 83, NGC 253 et NGC 6946.

Comme on peut le voir sur la Fig. 4.1, les lois de puissance décrites par l'Eq. 4.9 et les paramètres C et D de la Table 4.1 reproduisent bien les données. Plusieurs types de fonctions

¹⁷On minimise par une méthode de moindres carrés la différence entre les valeurs (abscisse et ordonnées) observées (points de la Fig. 4.1) et les valeurs prédites par la droite de régression. Ici, les observations ont toutes le même poids dans les calculs car les erreurs estimées sur les rapports r sont similaires ($\leq 20\%$). Par ailleurs, les coefficients de corrélation des points avant régression sont pour IC 342, M 82, M 83, NGC 253 et NGC 6946 respectivement de -0.89, -0.89, -0.91, -0.98 et -0.96.

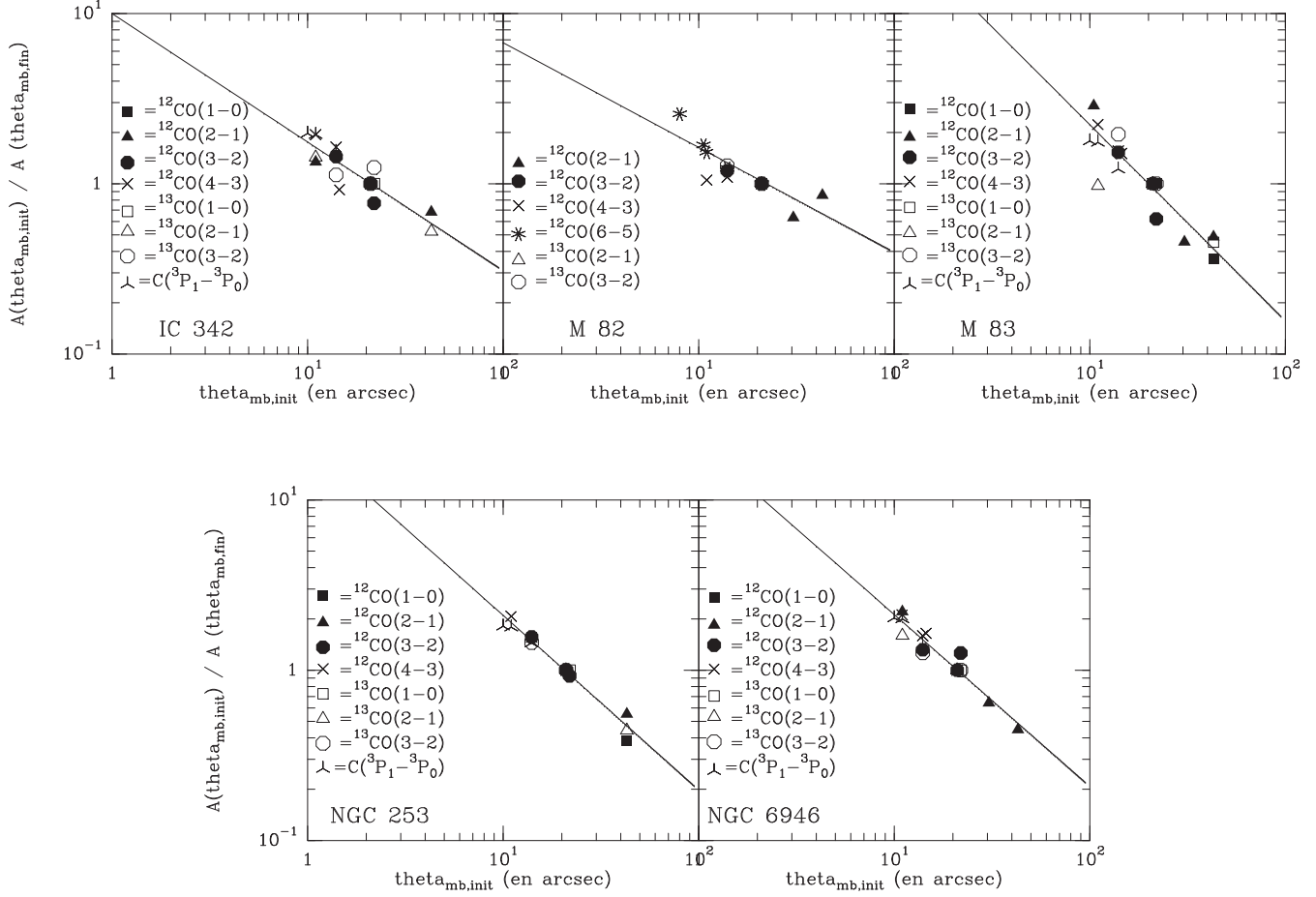


FIG. 4.1 – Ajustement (ligne noire) des rapports $r = \frac{A_{\theta_{mb,init}}}{A_{\theta_{mb,fin}}}$ où $\theta_{mb,init}$ correspond à la résolution initiale et où $\theta_{mb,fin}$ vaut 21" en fonction de $\theta_{mb,init}$. Les différentes raies de C et CO utilisées dans les calculs de r , sont représentées par plusieurs symboles précisés à gauche de chaque figure. Ces ajustements sont décrits par l'Eq. 4.9 et les paramètres contenus dans la Table 4.1 pour les galaxies IC 342 (en haut à gauche), M 82 (en haut au milieu), M 83 (en haut à droite), NGC 253 (en bas à gauche) et NGC 6946 (en bas à droite). La résolution initiale (en arcsec) utilisée lors des diverses observations correspond à l'axe des abscisses tandis que l'axe des ordonnées représente le rapport r . Les deux axes sont en échelle logarithmique pour que les graphiques soient plus facilement lisibles.

TAB. 4.1 – Paramètres de l'ajustement défini par l'Eq. 4.9 pour les sources IC 342, M 82, M 83, NGC 253 et NGC 6946. La dernière colonne donne le nombre de points utilisés dans l'ajustement.

	C	D	nombre de points utilisés
IC 342	9.967 ± 2.508	-0.754 ± 0.086	22
M 82	6.732 ± 1.792	-0.615 ± 0.092	14
M 83	31.405 ± 12.573	-1.151 ± 0.129	19
NGC 253	22.201 ± 2.988	-1.024 ± 0.045	19
NGC 6946	21.630 ± 4.025	-1.008 ± 0.064	21

(régression linéaire, quadratique, logarithmique, exponentielle) ont été testées mais c'est l'Eq. 4.9 qui reproduit le mieux les points observationnels. Le paramètre C représente une constante dans le calcul de la régression tandis que le paramètre D correspond à la pente de la droite de régression (en unités logarithmiques). Ce paramètre est fondamental puisqu'il détermine la valeur de A convoluée à 21" ($A_{21''}$). Les erreurs sur D (et aussi sur C) sont faibles (donc les valeurs de A convoluées à 21" auront une faible incertitude) : pour IC 342 l'erreur mesurée sur D est de 11%, pour M 82, M 83, NGC 253 et pour NGC 6946, elles sont respectivement d'environ 15%, 11%, 4% et 6%. L'incertitude la plus grande est pour la galaxie M 82 ce qui peut être en partie expliqué par le faible nombre de points utilisés lors des calculs de régression par rapport au nombre de points utilisés pour les autres sources. Pour NGC 253 et NGC 6946, les points correspondants aux données sont très bien reproduits ce qui souligne la cohérence et la qualité (rapport signal sur bruit élevé) de l'échantillon de raies observées.

Cette méthode est idéale quand on veut convoluer les observations d'une source relativement bien observée mais pour laquelle on ne dispose ni de cartes à haute résolution, ni de cartes à haute fréquence. En effet, cette méthode est très pratique et simple à mettre en oeuvre. Cependant, pour avoir des résultats pertinents grâce à des ajustements de très bonne qualité (voir la Fig. 4.1), cette méthode nécessite beaucoup d'observations obtenues à des résolutions différentes ($\theta_{mb,init}$ différentes). Ainsi, pour certaines sources peu étudiées ou assez lointaines (ce qui rend leur observation plus difficile), cette méthode ne sera pas optimale et une incertitude pourra alors peser sur les valeurs convoluées obtenues (ajustement peu fiable car basé sur peu de points). Mais encore, cette méthode risque de ne pas être pertinente pour les sources intensément cartographiées à diverses longueurs d'onde et dont l'émission est bien résolue. En effet, cette méthode paraît éviter toute hypothèse concernant la distribution spatiale des raies de C et de CO dans les sources étudiées. Elle n'est ainsi basée que sur les tailles de lobes utilisées lors des observations ; la nature, la distance ou les propriétés d'émission de la source étudiée n'intervenant pas. Mais, d'un autre point de vue, l'hypothèse sous jacente à la construction de ce type de figure est que les transitions de C et de CO ont toutes la même distribution spatiale d'intensité dans le noyau de la galaxie étudiée. L'information disponible existant à diverses fréquences grâce aux cartes à haute résolution et à haute fréquence de la littérature n'est alors pas du tout utilisée. C'est pourquoi, dans le cas d'une source intensément cartographiée, il est fort probable que la méthode de convolution présentée ici ne donne pas de résultats pertinents.

En résumé, lorsqu'aucune carte en haute résolution ou en haute fréquence n'est disponible mais qu'un nombre suffisant d'observations existe (NGC 6946), cette méthode apporte des résultats pertinents grâce à des ajustements de très bonne qualité. On notera que cette méthode suppose par ailleurs, que les distributions spatiales de l'intensité de toutes les raies sont les mêmes dans toute la galaxie considérée. Pour les sources ayant des cartes à haute résolution et cartes à haute fréquence pour lesquelles la source est partiellement résolue, cette méthode ne semble pas adaptée (on n'utilise pas toute l'information disponible dans la littérature). Certaines sources peu étudiées ou assez lointaines pour lesquelles les détections de C et de CO sont difficiles à obtenir donneront alors des valeurs de A convoluées à 21" très incertaines si on emploie cette méthode.

4.2.3 Comparaison entre les deux méthodes de convolution : exemple de la galaxie IC 342

Il est donc intéressant de comparer les résultats issus des deux méthodes de convolution proposées ci-dessus. Pour cela, prenons au hasard, une galaxie commune aux échantillons de sources utilisés dans chacune des méthodes, soit la galaxie IC 342. La Table 4.2 nous donne les valeurs des rapports de raies (utilisés comme contraintes pour les modèles) obtenus suite

TAB. 4.2 – rapports des aires intégrées (A en Kkms^{-1}) pour le noyau de la galaxie IC 342. Les rapports sont issus des observations convoluées à $21.9''$ (deuxième colonne) par la première méthode et issus des observations convoluées à $21''$ (troisième colonne) par la deuxième méthode.

A (Kkms^{-1})	première méthode	deuxième méthode
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(4-3)}$	1.8 ± 0.2	1.2 ± 0.5
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	4.1 ± 0.4	2.1 ± 0.8
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	11.7 ± 1.3	6.3 ± 2.5
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	18.3 ± 1.8	7.3 ± 2.9
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$	5.5 ± 0.7	7.8 ± 3.1
$\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$	11.3 ± 0.4	9.6 ± 3.9
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{13}\text{CO}(2-1)}$	10.9 ± 0.5	7.9 ± 3.1

à l'application de chaque méthode de convolution. Ces méthodes sont utilisées sur les valeurs A (ou I) à partir desquelles on détermine les rapports de raies.

Après avoir convolué respectivement à $21.9''$ et $21''$ les valeurs A et I des données puis d'avoir sélectionné pour chaque transition de C et de CO la valeur la plus pertinente (voir les astérisques dans la dernière colonne de la Table 4.4), on calcule des rapports de raies où les valeurs A et I sont ainsi exprimées à la même résolution (dans la Table 4.2, on présente uniquement les rapports d'aires intégrées A pour IC 342). Le choix de ces rapports est détaillé dans la suite, nous ne conservons que ceux concernant la galaxie IC 342 pour mener à bien cette comparaison. Comme on le verra dans la partie suivante ce sont ces rapports qui vont nous permettre de déduire les propriétés physiques (température cinétique, densité, rapports d'abondance...) des noyaux sélectionnés. Il est donc essentiel de comparer les résultats des méthodes de convolution sur ces paramètres.

En étudiant attentivement la Table 4.2, on montre que les deux méthodes de convolution donnent des valeurs de rapports de raies en bon accord pour les rapports faisant intervenir les raies à bas-J du CO comme les rapports $\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$, $\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{13}\text{CO}(2-1)}$ et $\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$. Pour ces rapports, les différences entre les valeurs issues de la première et de la deuxième méthode sont respectivement estimées à 16%, 32% et 35%. A contrario, les rapports de raies faisant intervenir les raies à haut-J du CO comme, par exemple, les rapports $\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(4-3)}$, $\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$, $\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$ et $\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$ montrent des écarts beaucoup plus importants. En effet, les différences entre les valeurs issues des deux méthodes valent 42%, 67%, 61% et 86%. Il semble donc qu'un désaccord entre les deux méthodes apparaisse pour les valeurs convoluées des raies à haut-J du CO. Ce phénomène est également mis en lumière pour les autres sources en commun des échantillons de galaxies utilisés.

Pour expliquer ces différences, revenons aux hypothèses de départ émises par chaque méthode. Dans le premier cas, on utilise des cartes à haute résolution et des cartes à haute fréquence (résolution $\leq 10''$) pour essayer de déduire la distribution spatiale d'intensité de chaque raie observée. On n'applique généralement la convolution que lorsque les données ne sont pas obtenues directement sous un lobe principal de $21.9''$ ¹⁸. Avec cette méthode, les raies

¹⁸Pour certaines transitions de C et de CO, il arrive que la convolution soit finalement appliquée même si

à haut-J du CO ne sont pas sur ou sous estimées puisque l'on sonde avec les cartes, les échelles (accessibles) les plus petites du noyau de la galaxie. On se sert alors de la taille de source déduite de ces cartes, si aucune autre information n'est disponible, pour convoluer les autres raies à plus bas-J du CO dont les tailles de sources n'ont pas pu être déduites indépendamment. C'est le seul cas contestable de cette méthode puisque comme il a été mentionné, la distribution d'intensité d'une raie n'a, a priori aucune raison d'être la même pour une autre raie. Mais, en l'absence d'information à toutes les fréquences observées, on doit faire cette hypothèse (seulement dans des cas restreints des Antennes par exemple).

Au contraire de la première méthode, La deuxième méthode, au contraire, se sert principalement de raies à bas-J de C et de CO (voir les transitions utilisées dans la Fig. 4.1 et mentionnées à gauche de chaque graphique) pour convoluer à la résolution finale les raies à haut-J. L'hypothèse sous-jacente qui est de considérer que l'émission des raies à bas-J est similaire à celle à haut-J, est discutable. Cette méthode n'utilise pas au mieux l'information disponible à chaque fréquence étudiée. De plus, elle nécessite un large échantillon de détections à des $\theta_{mb,init}$ si possible différents pour avoir un ajustement des données le plus fiable possible (voir par exemple le graphique de la Fig. 4.1 correspondant à IC 342 où les deux points situés à $\theta_{mb,init} \approx 40''$ apparaissent comme de très fortes contraintes pour l'ajustement. Si on les enlève, la valeur de la pente de la droite d'ajustement (soit le paramètre D) est beaucoup plus incertaine. La valeur de la raie $^{12}\text{CO}(7-6)$ convoluée à $21''$ peut alors énormément différer celle obtenue jusqu'à présent). De plus, cette méthode mélange des observations obtenues dans des conditions très différentes pour lesquelles la calibration n'est pas toujours bien expliquée.

Finalement, pour les sources constituant notre échantillon de galaxies soit les noyaux des galaxies des Antennes, Henize 2-10, IC 10, IC 342, M 83, NGC 253 et NGC 6946, nous avons donc préféré utiliser la première méthode, certes plus calculatoire, mais qui utilise au mieux l'information disponible dans la littérature. La deuxième méthode est néanmoins très judicieuse (car moins lourde) pour les sources ayant été intensément observées mais non cartographiées et pour lesquelles on s'intéresse plus particulièrement aux émissions des premières transitions de C et de CO. On notera que pour ces raies les deux méthodes sont en bon accord. Il faudra néanmoins rester très vigilant s'il s'agit d'étudier avec cette méthode les plus hautes transitions.

Par ailleurs, la résolution des données à $21.9''$ correspond à des échelles linéaires de 640 pc, 106 pc, 191 pc, 372 pc, 1.5 kpc, 270 pc et 584 pc pour les galaxies Henize 2-10, IC 10, IC 342, M83, NGC 4038 (et la région Overlap), NGC 253 et NGC 6946, respectivement.

4.3 Les contraintes des modèles : les rapports de raies

Après convolution des données à $21.9''$, nous avons obtenu des valeurs de A, I et F pour chaque transition détectée dans chacune des sources de notre échantillon de galaxies. Ces valeurs, marquées d'un astérisque dans la Table 4.4, constituent notre échantillon de raies (ou échantillon d'observations). Ainsi pour chaque galaxie, on a un échantillon de raies allant du $^{12}\text{CO}(1-0)$ au $^{12}\text{CO}(6-5)$ ou $^{12}\text{CO}(7-6)$ suivant la source, et du $^{13}\text{CO}(1-0)$ au $^{13}\text{CO}(3-2)$. Cet échantillon de raies contient aussi la raie $[\text{CI}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ et, suivant les sources, la raie $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$. Toutes les valeurs de A, I et F de ces raies sont désormais exprimées sous une résolution de $21.9''$. C'est à partir de ces valeurs que l'on va calculer les rapports de raies qui vont contraindre les modèles LVGs et PDRs (voir dans la Partie 2 les Chaps. 7 et 8). Ces rapports de raies sont soit des rapports d'aires intégrées A (en Kkm s^{-1}) soit des rapports d'intensité I (en $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$). En effet, pour les modèles PDRs, on utilise de préférence les rapports d'intensité I (convoluées aussi à $21.9''$ et exprimées en $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$) comme contraintes car

l'observation à $21.9''$ existe. Ceci a pour but de comparer les valeurs convoluées et non convoluées et ainsi discuter de la pertinence de la convolution (voir Bayet et al. 2005b, en préparation).

ces rapports sont mieux adaptés aux solutions proposées par la modélisation PDR (solutions exprimées en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$, voir la Partie 2 Chap. 8).

Parmi toutes les valeurs de A, I et F, il s'agit de déterminer quels rapports de raies peuvent caractériser mieux le gaz moléculaire chaud et dense dont on essaie de déterminer les propriétés physiques. Dans la Partie 2 Chap. 6, on a identifié les raies de CO qui sont caractéristiques d'un gaz chaud ($\geq 15\text{K}$) : ce sont les raies de CO à *haut-J* telles que $J_{\text{upper}} \geq 3$. Autrement dit, les raies de $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{12}\text{CO}(4-3)$, $^{12}\text{CO}(6-5)$ et $^{12}\text{CO}(7-6)$ devront intervenir dans les rapports de raies utilisés pour contraindre les modèles. On a choisi de prendre comme référence la raie la plus souvent observée dans notre échantillon : la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$. Les rapports de raies auront tous un numérateur commun : la valeur A (ou I) de la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$ dans le cas des modèles LVGs (ou PDRs). On aura ainsi les rapports de raies suivant : $^{12}\text{CO}(3-2)/^{12}\text{CO}(4-3)$, $^{12}\text{CO}(3-2)/^{12}\text{CO}(6-5)$ ou $^{12}\text{CO}(3-2)/^{12}\text{CO}(7-6)$.

A contrario, on a vu dans la Partie 2 Chap. 6 que les raies à bas-J ($J_{\text{upper}} < 3$) ne peuvent pas caractériser un gaz chaud. Elles ne seront donc pas directement utilisées comme contraintes pour les modèles LVGs et PDRs. Cependant, pour augmenter le nombre de contraintes et permettre une détermination plus efficace de la meilleure solution (celle qui reproduira le mieux les observations), il est important de tenir compte de cette composante plus étendue et plus froide du gaz moléculaire décrite par les transitions à bas-J du CO. C'est pourquoi, on a choisi d'utiliser comme contrainte supplémentaire un rapport tenant compte de la contribution relative du gaz chaud par rapport au gaz froid : le rapport $^{12}\text{CO}(2-1)/^{12}\text{CO}(7-6)$.

Enfin, les raies de ^{12}CO étant saturées, il est utile d'inclure un rapport faisant intervenir la molécule ^{13}CO (dont les raies sont optiquement minces) pour contraindre la densité de colonne de CO, soit le rapport $^{12}\text{CO}(3-2)/^{13}\text{CO}(3-2)$. Là encore, c'est le gaz chaud et dense que nous voulons modéliser, c'est pourquoi, nous avons pris la raie de ^{13}CO de plus haut niveau rotationnel J parmi les détections obtenues en ^{13}CO .

Malheureusement, dans certains cas, l'échantillon de raies ne va pas jusqu'à la raie $^{12}\text{CO}(7-6)$, c'est pourquoi dans la Partie 2 Chap. 7 on détaille, source par source, les rapports utilisés pour contraindre les modèles. Dans tous les cas, ces rapports restent les mêmes pour les modèles LVGs et PDRs (on ne les rappelle que dans les Tables 8.1 et 8.2 présentées dans la Partie 2 Chap. 8). Les valeurs des rapports de raies issues des observations comme les valeurs de rapports de raies prédites par les modèles sont répertoriées respectivement, pour la modélisation LVG, dans les Tables 7.1 et 7.2 (Partie 2 Chap. 7) et, pour la modélisation PDR, dans les Tables 8.2 et 8.1 (Partie 2 Chap. 8).

On remarquera que les raies de carbone atomique C ne sont pas utilisées comme contraintes des modèles car dans la plupart des cas, seule la transition $[\text{C}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ a été détectée. Il faudrait davantage de détections de la raie $[\text{C}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ pour pouvoir utiliser directement cette espèce comme contrainte des modèles. On veillera cependant à ce que les prédictions en carbone atomique C issues des modèles (PDRs) et les observations recueillies soient comparées (voir la Partie 2 Chap. 8).

4.A Tableaux de valeurs des raies détectées

...continued...								
Transition	Freq (GHz)	taille du lobe(")	décalage en position(")	$\int(T_{mb}dv)$ (Kkms ⁻¹)	Intensité (Wm ⁻² sr ⁻¹)	Flux (Wm ⁻²)		
¹² CO(6-5)	691.473	14.55	(15,10)	10.7±1.9	1.1×10 ⁻⁹	6.1×10 ⁻¹⁸		
		14.55	(15,20)	6.9±2.0	6.9×10 ⁻¹⁰	3.9×10 ⁻¹⁸		
		10.60	(0,30)	4.3±1.3	1.5×10 ⁻⁹	4.4×10 ⁻¹⁸		
		10.60	(5,0)	3.1±5.0	1.0×10 ⁻⁹	3.1×10 ⁻¹⁸		
		10.60	(5,10) ^a	11.2±1.7	3.8×10 ⁻⁹	1.1×10 ⁻¹⁷		
¹² CO(7-6)	806.652	8.95	(0,30) ^a	3.6±0.8	2.0×10 ⁻⁹	4.1×10 ⁻¹⁸		
IC 342								
Cl(³ P ₂ - ³ P ₁)	809.902	8.95	(-5,-5)	29.8±3.9	1.6×10 ⁻⁸	3.5×10 ⁻¹⁷		
		8.95	(-5,0)	35.3±4.6	1.9×10 ⁻⁸	4.1×10 ⁻¹⁷		
		8.95	(0,0)	35.1±3.7	1.9×10 ⁻⁸	4.1×10 ⁻¹⁷		
		8.95	(0,5)	25.8±3.7	1.4×10 ⁻⁸	3.0×10 ⁻¹⁷		
		8.95	(5,-5)	14.9±4.6	8.1×10 ⁻⁹	1.7×10 ⁻¹⁷		
		8.95	(5,0) ^a	49.8±6.3	2.7×10 ⁻⁸	5.8×10 ⁻¹⁷		
		8.95	(5,5)	31.8±6.6	1.7×10 ⁻⁸	3.7×10 ⁻¹⁷		
		8.95	(10,10)	9.0±2.2	4.9×10 ⁻⁹	1.0×10 ⁻¹⁷		
¹² CO(3-2)	345.796	21.90	(-10,-10)	72.9±6.4	3.1×10 ⁻⁹	3.9×10 ⁻¹⁷		
		21.90	(-10,0)	70.1±3.2	3.0×10 ⁻⁹	3.8×10 ⁻¹⁷		
		21.90	(-10,10)	51.0±5.1	2.2×10 ⁻⁹	2.8×10 ⁻¹⁷		
		21.90	(0,-10)	56.1±7.1	2.4×10 ⁻⁹	3.0×10 ⁻¹⁷		
		21.90	(0,0) ^a	109.8±2.5	4.6×10 ⁻⁹	5.9×10 ⁻¹⁷		
		21.90	(0,10)	97.0±3.5	4.1×10 ⁻⁹	5.2×10 ⁻¹⁷		
		21.90	(0,20)	65.5±4.4	2.8×10 ⁻⁹	3.5×10 ⁻¹⁷		
		21.90	(10,0)	95.3±7.7	4.0×10 ⁻⁹	5.1×10 ⁻¹⁷		
		21.90	(10,10)	69.2±7.4	2.9×10 ⁻⁹	3.7×10 ⁻¹⁷		
		21.90	(10,20)	68.0±3.2	2.9×10 ⁻⁹	3.7×10 ⁻¹⁷		
¹³ CO(3-2)	330.588	21.90	(-10,0)	6.7±0.5	2.5×10 ⁻¹⁰	3.2×10 ⁻¹⁸		
		21.90	(0,-10)	3.1±0.3	1.1×10 ⁻¹⁰	1.4×10 ⁻¹⁸		
		21.90	(0,0) ^a	19.9±2.2	7.4×10 ⁻¹⁰	9.4×10 ⁻¹⁸		
		21.90	(0,10)	9.0±0.4	3.3×10 ⁻¹⁰	4.3×10 ⁻¹⁸		
		21.90	(10,0)	2.9±0.7	1.1×10 ⁻¹⁰	1.4×10 ⁻¹⁸		
¹² CO(4-3)	461.041	14.55	(0,0)	110.8±12.6	1.1×10 ⁻⁸	6.3×10 ⁻¹⁷		
¹² CO(6-5)	691.473	10.60	(-5,-10)	19.6±16.6	6.6×10 ⁻⁹	2.0×10 ⁻¹⁷		
		10.60	(-5,-5)	84.1±9.5	2.8×10 ⁻⁸	8.5×10 ⁻¹⁷		
¹² CO(7-6)	806.652	10.60	(-5,0)	72.9±13.1	2.5×10 ⁻⁸	7.4×10 ⁻¹⁷		
		10.60	(-5,5)	23.7±6.4	8.0×10 ⁻⁹	2.4×10 ⁻¹⁷		
		10.60	(0,0)	54.6±3.3	1.8×10 ⁻⁸	5.5×10 ⁻¹⁷		
		10.60	(0,5)	73.3±5.3	2.5×10 ⁻⁸	7.4×10 ⁻¹⁷		
		10.60	(0,10)	54.8±9.6	1.9×10 ⁻⁸	5.5×10 ⁻¹⁷		
		10.60	(5,0) ^a	108.1±7.0	3.7×10 ⁻⁸	1.1×10 ⁻¹⁶		
		10.60	(5,5)	90.9±5.5	3.1×10 ⁻⁸	9.2×10 ⁻¹⁷		
		10.60	(5,10)	80.9±9.6	2.7×10 ⁻⁸	8.2×10 ⁻¹⁷		
		10.60	(5,15)	17.5±4.3	5.9×10 ⁻⁹	1.8×10 ⁻¹⁷		
		10.60	(10,5)	57.0±7.1	1.9×10 ⁻⁸	5.8×10 ⁻¹⁷		
		10.60	(10,10)	81.6±7.3	2.8×10 ⁻⁸	8.3×10 ⁻¹⁷		
		8.95	(-5,-5)	39.8±3.4	2.1×10 ⁻⁸	4.6×10 ⁻¹⁷		
		8.95	(-5,0)	33.0±6.9	1.8×10 ⁻⁸	3.8×10 ⁻¹⁷		
		...continued...						

...continued...						
Transition	Freq (GHz)	taille du lobe(")	décalage en position(")	$\int(T_{mb}dv)$ (Kkms ⁻¹)	Intensité (Wm ⁻² sr ⁻¹)	Flux (Wm ⁻²)
		10.60	(10,0)	282.1±19.2	9.5×10 ⁻⁸	2.9×10 ⁻¹⁶
		10.60	(10,10)	219.7±15.8	7.4×10 ⁻⁸	2.2×10 ⁻¹⁶
M 83						
¹² CO(2-1)	230.538	30.50	(-10,0)	62.4±1.3	7.8×10 ⁻¹⁰	1.9×10 ⁻¹⁷
		30.50	(0,0)	67.4±2.2	8.4×10 ⁻¹⁰	2.1×10 ⁻¹⁷
		30.50	(0,10)	65.5±1.4	8.2×10 ⁻¹⁰	2.3×10 ⁻¹⁷
		30.50	(0,-10) ^a	101.8±1.5	1.3×10 ⁻⁹	3.2×10 ⁻¹⁷
		30.50	(10,0)	72.4±1.4	9.1×10 ⁻¹⁰	2.2×10 ⁻¹⁷
¹² CO(3-2)	345.796	21.90	(-90,-60) ^a	21.5±1.4	9.1×10 ⁻¹⁰	1.2×10 ⁻¹⁷
		21.90	(0,0) ^a	99.9±1.6	4.2×10 ⁻⁹	5.4×10 ⁻¹⁷
		21.90	(90,30) ^a	17.9±1.4	7.6×10 ⁻¹⁰	9.7×10 ⁻¹⁸
¹³ CO(3-2)	330.588	21.90	(-90,-60) ^a	1.5±0.5	5.5×10 ⁻¹¹	7.0×10 ⁻¹⁹
		21.90	(0,0) ^a	11.8±1.3	4.3×10 ⁻¹⁰	5.5×10 ⁻¹⁸
		21.90	(0,10)	11.2±1.2	4.3×10 ⁻¹⁰	5.3×10 ⁻¹⁸
¹² CO(4-3)	461.041	21.90	(90,30) ^a	1.8±0.3	6.8×10 ⁻¹¹	8.7×10 ⁻¹⁹
		14.55	(-90,-60) ^a	14.8±3.0	1.5×10 ⁻⁹	8.4×10 ⁻¹⁸
		14.55	(-5,-5)	150.1±21.9	1.5×10 ⁻⁸	8.5×10 ⁻¹⁷
		14.55	(-5,5)	136.1±13.2	1.4×10 ⁻⁸	7.7×10 ⁻¹⁷
		14.55	(0,0)	159.0±16.4	1.6×10 ⁻⁸	9.0×10 ⁻¹⁷
¹² CO(6-5)	691.473	14.55	(0,15)	82.5±8.5	8.3×10 ⁻⁹	4.7×10 ⁻¹⁷
		14.55	(5,-5)	114.1±9.4	1.1×10 ⁻⁸	6.4×10 ⁻¹⁷
		14.55	(5,5) ^a	286.2±22.7	2.9×10 ⁻⁸	1.6×10 ⁻¹⁶
		14.55	(10,10)	112.3±13.3	1.1×10 ⁻⁸	6.3×10 ⁻¹⁷
		14.55	(15,0)	82.4±16.5	8.3×10 ⁻⁹	4.7×10 ⁻¹⁷
		14.55	(100,30) ^a	19.9±2.7	2.0×10 ⁻⁹	1.1×10 ⁻¹⁷
		10.60	(-10,0)	134.8±13.7	4.6×10 ⁻⁸	1.4×10 ⁻¹⁶
		10.60	(-10,5)	65.6±15.5	2.2×10 ⁻⁸	6.6×10 ⁻¹⁷
		10.60	(-5,-5)	98.6±11.9	3.3×10 ⁻⁸	1.0×10 ⁻¹⁷
		10.60	(-5,0) ^a	317.5±20.6	1.1×10 ⁻⁷	3.2×10 ⁻¹⁶
		10.60	(-5,5)	225.8±18.8	7.6×10 ⁻⁸	2.2×10 ⁻¹⁶
		10.60	(-5,10)	251.7±25.0	8.5×10 ⁻⁸	2.5×10 ⁻¹⁶
		10.60	(0,-10)	171.7±11.8	5.8×10 ⁻⁸	1.7×10 ⁻¹⁶
		10.60	(0,-5)	162.0±12.8	5.5×10 ⁻⁸	1.6×10 ⁻¹⁶
		10.60	(0,0)	235.3±14.5	8.0×10 ⁻⁸	2.4×10 ⁻¹⁶
10.60	(0,5)	217.7±20.6	7.4×10 ⁻⁸	2.2×10 ⁻¹⁶		
10.60	(0,10)	135.2±14.6	4.6×10 ⁻⁸	1.4×10 ⁻¹⁶		
10.60	(5,0)	81.0±11.3	2.7×10 ⁻⁸	8.2×10 ⁻¹⁷		
10.60	(5,5)	224.5±21.3	7.6×10 ⁻⁸	2.3×10 ⁻¹⁶		
10.60	(5,10)	124.0±15.8	4.2×10 ⁻⁸	1.3×10 ⁻¹⁶		
MRK 231						
CI(³ P ₁ - ³ P ₀)	492.162	14.55	(0,0) ^a	7.5±1.3	9.2×10 ⁻¹⁰	5.2×10 ⁻¹⁸
¹² CO(2-1)	230.538	30.50	(0,0) ^a	11.9±0.5	1.5×10 ⁻¹⁰	3.7×10 ⁻¹⁸
¹² CO(3-2)	345.796	21.90	(0,0) ^a	8.7±0.7	3.7×10 ⁻¹⁰	4.7×10 ⁻¹⁸
NGC 253						
CI(³ P ₂ - ³ P ₁)	809.902	8.95	(0,0) ^a	188.5±37.7	1.0×10 ⁻⁷	2.2×10 ⁻¹⁶
¹² CO(3-2)	345.796	21.90	(-40,10)	216.3±32.4	9.1×10 ⁻⁹	1.2×10 ⁻¹⁶
...continued...						

...continued...						
Transition	Freq (GHz)	taille du lobe(")	décalage en position(")	$\int(T_{mb}dv)$ (Kkms ⁻¹)	Intensité (Wm ⁻² sr ⁻¹)	Flux (Wm ⁻²)
¹² CO(3-2)	345.796	21.90	(0,0)	11.0±0.3	4.7×10 ⁻¹⁰	6.0×10 ⁻¹⁸
		21.90	(7.8,18.4)	11.1±0.6	4.7×10 ¹⁰	6.0×10 ⁻¹⁸
		21.90	(9.3,14.5)	10.2±0.3	4.3×10 ⁻¹⁰	5.5×10 ⁻¹⁸
		21.90	(25,51)	10.1±0.4	4.3×10 ⁻¹⁰	5.5×10 ⁻¹⁸
		21.90	(32.8,69.7)	14.0±0.5	5.9×10 ⁻¹⁰	7.6×10 ⁻¹⁸
		21.90	(40.6,88.1)	13.2±0.4	5.6×10 ⁻¹⁰	7.1×10 ⁻¹⁸
		21.90	(48.4,106.5)	13.8±2.0	5.8×10 ⁻¹⁰	7.5×10 ⁻¹⁸
		21.90	(56.2,125)	3.2±0.3	1.3×10 ⁻¹⁰	1.7×10 ⁻¹⁸
NGC 1068						
¹² CO(2-1) ¹² CO(3-2)	230.538	30.50	(-15,-15)	79.7±3.7	1.0×10 ⁻⁹	2.5×10 ⁻¹⁷
		30.50	(-15,0) ^a	133.7±4.3	1.7×10 ⁻⁹	4.2×10 ⁻¹⁷
		30.50	(-15,15) ^a	91.6±4.7	1.1×10 ⁻⁹	2.8×10 ⁻¹⁷
		30.50	(0,-15) ^a	84.7±3.6	1.1×10 ⁻⁹	2.6×10 ⁻¹⁷
		30.50	(0,0) ^a	162.3±2.2	2.0×10 ⁻⁹	5.0×10 ⁻¹⁷
		30.50	(0,15) ^a	156.5±4.6	2.0×10 ⁻⁹	4.9×10 ⁻¹⁶
		30.50	(15,-15) ^a	59.8±4.1	7.5×10 ⁻¹⁰	1.9×10 ⁻¹⁷
		30.50	(15,0) ^a	111.4±4.1	1.4×10 ⁻⁹	3.5×10 ⁻¹⁷
		30.50	(15,15) ^a	106.8±3.2	1.3×10 ⁻⁹	3.3×10 ⁻¹⁷
	345.796	21.90	(-30,0) ^a	71.3±5.9	3.0×10 ⁻⁹	3.9×10 ⁻¹⁷
		21.90	(-20,0) ^a	83.5±3.7	3.5×10 ⁻⁹	4.5×10 ⁻¹⁷
		21.90	(-10,0) ^a	144.5±5.9	6.1×10 ⁻⁹	7.8×10 ⁻¹⁷
		21.90	(0,-10) ^a	121.2±5.7	5.1×10 ⁻⁹	6.5×10 ⁻¹⁷
		21.90	(0,0) ^a	175.4±4.0	7.4×10 ⁻⁹	9.5×10 ⁻¹⁷
		21.90	(0,10) ^a	87.3±5.7	3.7×10 ⁻⁹	4.7×10 ⁻¹⁷
		21.90	(10,-10) ^a	104.0±4.5	4.4×10 ⁻⁹	5.6×10 ⁻¹⁷
		21.90	(10,0) ^a	174.5±3.7	7.4×10 ⁻⁹	9.4×10 ⁻¹⁷
		21.90	(10,10) ^a	150.8±5.1	6.4×10 ⁻⁹	8.1×10 ⁻¹⁷
		21.90	(20,10) ^a	88.3±5.4	3.7×10 ⁻⁹	4.8×10 ⁻¹⁷
		21.90	(30,0) ^a	38.6±3.5	1.6×10 ⁻⁹	2.1×10 ⁻¹⁷
NGC 3079						
CI(³ P ₁ - ³ P ₀)	492.162	14.55	(0,0)	59.6±3.8	7.3×10 ⁻⁹	4.1×10 ⁻¹⁷
		14.55	(0,0)	56.7±3.2	6.9×10 ⁻⁹	3.9×10 ⁻¹⁷
¹² CO(3-2)	345.796	21.90	(0,0) ^a	88.7±2.2	3.7×10 ⁻⁹	4.8×10 ⁻¹⁷
NGC 4736						
CI(³ P ₁ - ³ P ₀)	492.162	14.55	(0,0) ^a	8.3±2.0	1.0×10 ⁻⁹	5.7×10 ⁻¹⁸
¹³ CO(2-1) ¹² CO(3-2) ¹³ CO(3-2)	220.399	30.50	(0,0) ^a	2.2±0.6	2.4×10 ⁻¹¹	5.9×10 ⁻¹⁹
		30.50	(40,0)	0.9±0.2	1.1×10 ⁻¹¹	2.5×10 ⁻¹⁹
	345.796	21.90	(0,0) ^a	32.0±2.3	1.4×10 ⁻⁹	1.7×10 ⁻¹⁷
		21.90	(40,0)	14.8±0.8	6.3×10 ⁻¹⁰	8.0×10 ⁻¹⁸
¹³ CO(3-2)	330.588	21.90	(0,0) ^a	0.9±0.4	3.2×10 ⁻¹¹	4

...continued...						
Transition	Freq (GHz)	taille du lobe(")	décalage en position(")	$\int(T_{mb}dv)$ (Kkms ⁻¹)	Intensité (Wm ⁻² sr ⁻¹)	Flux (Wm ⁻²)
		14.55	(20,0)	24.6±3.0	3.0×10 ⁻⁹	1.7×10 ⁻¹⁷
		14.55	(60,0)	9.2±2.2	1.1×10 ⁻⁹	6.4×10 ⁻¹⁸
		14.55	(110,100) ^a	4.3±0.9	5.3×10 ⁻¹⁰	3.0×10 ⁻¹⁸
		14.55	(150,-20) ^a	4.0±0.9	4.8×10 ⁻¹⁰	2.7×10 ⁻¹⁸
¹² CO(2-1)	230.538	30.50	(0,0) ^a	104.7±2.8	1.3×10 ⁻⁹	3.3×10 ⁻¹⁷
¹² CO(3-2)	345.796	30.50	(90,90) ^a	6.9±2.0	8.7×10 ⁻¹¹	2.2×10 ⁻¹⁸
		30.50	(90,120) ^a	6.8±1.3	8.5×10 ⁻¹¹	2.1×10 ⁻¹⁸
		30.50	(90,150) ^a	5.3±1.5	6.6×10 ⁻¹¹	1.6×10 ⁻¹⁸
		30.50	(120,-30) ^a	10.8±2.8	1.4×10 ⁻¹⁰	3.3×10 ⁻¹⁸
		30.50	(120,0) ^a	4.8±1.3	6.0×10 ⁻¹¹	1.5×10 ⁻¹⁸
		30.50	(150,-30) ^a	8.3±1.7	1.0×10 ⁻¹⁰	2.6×10 ⁻¹⁸
		30.50	(150,0) ^a	6.5±1.4	8.2×10 ⁻¹¹	2.0×10 ⁻¹⁸
		30.50	(180,-30) ^a	5.3±1.8	6.7×10 ⁻¹¹	1.7×10 ⁻¹⁸
		21.90	(0,-10)	90.0±2.0	3.8×10 ⁻⁹	4.9×10 ⁻¹⁷
		21.90	(0,0) ^a	113.3±2.8	4.7×10 ⁻⁹	6.0×10 ⁻¹⁷
		21.90	(10,0)	134.9±2.1	5.7×10 ⁻⁹	7.3×10 ⁻¹⁷
		21.90	(100,90) ^a	7.2±1.3	3.1×10 ⁻¹⁰	3.9×10 ⁻¹⁸
		21.90	(100,100) ^a	9.7±2.1	4.1×10 ⁻¹⁰	5.3×10 ⁻¹⁸
		21.90	(100,110) ^a	6.6±1.3	2.8×10 ⁻¹⁰	3.6×10 ⁻¹⁸
		21.90	(110,80) ^a	2.9±0.9	1.2×10 ⁻¹⁰	1.5×10 ⁻¹⁸
		21.90	(110,100) ^a	14.7±1.7	6.2×10 ⁻¹⁰	7.9×10 ⁻¹⁸
		21.90	(110,110) ^a	19.0±2.4	8.0×10 ⁻¹⁰	1.0×10 ⁻¹⁷
		21.90	(140,-20) ^a	33.7±3.4	1.4×10 ⁻⁹	1.8×10 ⁻¹⁷
		21.90	(150,-30) ^a	45.11±1.7	1.9×10 ⁻⁹	2.4×10 ⁻¹⁷
		21.90	(150,-20) ^a	9.0±1.6	3.8×10 ⁻¹⁰	4.9×10 ⁻¹⁸
		21.90	(150,-10) ^a	10.2±1.7	4.3×10 ⁻¹⁰	5.5×10 ⁻¹⁸
		21.90	(150,0) ^a	8.1±1.1	3.4×10 ⁻¹⁰	4.4×10 ⁻¹⁸
		21.90	(160,-20) ^a	9.2±1.5	3.9×10 ⁻¹⁰	5.0×10 ⁻¹⁸
¹³ CO(3-2)	330.588	21.90	(0,0) ^a	7.9±0.8	2.9×10 ⁻¹⁰	3.8×10 ⁻¹⁸
¹² CO(4-3)	461.041	14.55	(0,0) ^a	194.1±5.7	1.9×10 ⁻⁸	1.1×10 ⁻¹⁶
¹² CO(6-5)	691.473	14.55	(110,100) ^a	9.2±1.3	9.2×10 ⁻¹⁰	5.2×10 ⁻¹⁸
		14.55	(150,-20) ^a	14.4±2.3	1.4×10 ⁻⁹	8.1×10 ⁻¹⁸
		10.60	(0,0)	70.1±10.4	2.4×10 ⁻⁸	7.1×10 ⁻¹⁷
		10.60	(0,10)	51.8±12.7	1.8×10 ⁻⁸	5.2×10 ⁻¹⁷
		10.60	(5,-10) ^a	111.4±23.0	3.8×10 ⁻⁸	1.1×10 ⁻¹⁶
		10.60	(5,0)	90.7±9.8	3.1×10 ⁻⁸	9.2×10 ⁻¹⁷
		10.60	(5,5)	102.4±16.8	3.5×10 ⁻⁸	1.0×10 ⁻¹⁶
		10.60	(5,10)	83.3±11.7	2.8×10 ⁻⁸	8.4×10 ⁻¹⁷
		10.60	(5,15)	129.4±55.1	4.4×10 ⁻⁸	1.3×10 ⁻¹⁶
		10.60	(10,0)	152.4±23.7	5.2×10 ⁻⁸	1.5×10 ⁻¹⁶
		10.60	(10,10)	181.5±53.7	6.1×10 ⁻⁸	1.8×10 ⁻¹⁶

END

...continued...

Transition	Freq (GHz)	taille du lobe(“)	décalage en pos.(“)	$\int(T_{mb}dv)$ (Kkms ⁻¹)	Intensité (Wm ⁻² sr ⁻¹)	Flux (Wm ⁻²)	Réf. <i>a</i>
¹² CO(2-1)	230.538	15.00	(0,0)	128.0±25.6	2.0×10 ⁻¹⁰	1.2×10 ⁻¹⁸	4
		21.90	(0,0)	35.1±7.0	5.5×10 ⁻¹¹	7.0×10 ⁻¹⁹	4*
		55.00	(0,0)	19.2±3.8	3.0×10 ⁻¹¹	2.4×10 ⁻¹⁸	6
		30.50	(0,0)	58.3±2.6	7.3×10 ⁻¹⁰	1.8×10 ⁻¹⁷	5
		20.00	(0,0)	87.9±17.6	1.1×10 ⁻⁹	1.2×10 ⁻¹⁷	4
		21.90	(0,0)	47.9±9.6	6.0×10 ⁻¹⁰	7.7×10 ⁻¹⁸	4*
¹² CO(3-2)	345.796	30.50	(0,0)	61.2±12.2	7.7×10 ⁻¹⁰	1.9×10 ⁻¹⁷	7
		21.90	(0,0)	56.8±3.5	2.4×10 ⁻⁹	3.1×10 ⁻¹⁷	5*
		14.00	(0,0)	70.3±14.1	3.0×10 ⁻⁹	1.6×10 ⁻¹⁷	4
¹² CO(4-3)	461.041	21.90	(0,0)	17.8±3.6	7.5×10 ⁻¹⁰	9.6×10 ⁻¹⁸	4
		14.55	(0,0)	45.1±2.5	4.5×10 ⁻⁹	2.5×10 ⁻¹⁷	5
¹² CO(6-5)	691.473	21.90	(0,0)	11.9±0.7	1.2×10 ⁻⁹	1.5×10 ⁻¹⁷	5*
		10.60	(3,3)	97.0±37.1	3.3×10 ⁻⁸	9.8×10 ⁻¹⁷	5
¹² CO(7-6)	806.652	21.90	(3,3)	20.1±7.7	6.8×10 ⁻⁹	8.7×10 ⁻¹⁷	5*
		8.95	(3,3)	13.4±1.6	7.2×10 ⁻⁹	1.5×10 ⁻¹⁷	5
		21.90	(3,3)	2.6±0.3	1.4×10 ⁻⁹	1.8×10 ⁻¹⁷	5*
¹³ CO(2-1)	220.399	20.00	(0,0)	5.4±1.1	5.9×10 ⁻¹¹	6.2×10 ⁻¹⁹	4
		21.90	(0,0)	2.9±0.6	3.2×10 ⁻¹¹	4.1×10 ⁻¹⁹	4*
		30.50	(0,0)	3.3±0.7	3.6×10 ⁻¹¹	9.0×10 ⁻¹⁹	7
¹³ CO(3-2)	330.588	14.00	(0,0)	3.8±0.8	1.4×10 ⁻¹⁰	7.4×10 ⁻¹⁹	4
		21.90	(0,0)	1.0±0.2	3.6×10 ⁻¹¹	4.6×10 ⁻¹⁹	4*
HENIZE 2-10							
CI(³ P ₁ - ³ P ₀)	492.162	14.55	(0,0)	4.2±0.8	5.1×10 ⁻¹⁰	2.9×10 ⁻¹⁸	4 et 5
		21.90	(0,0)	2.5±0.5	3.0×10 ⁻¹⁰	3.8×10 ⁻¹⁸	4 et 5
¹² CO(1-0)	115.271	40.0	(0,0)	10.0±0.8	1.6×10 ⁻¹¹	6.7×10 ⁻¹⁹	1
		21.90	(0,0)	27.3±2.2	4.3×10 ⁻¹¹	5.5×10 ⁻¹⁹	1
		55.00	(0,0)	4.9±0.2	7.7×10 ⁻¹²	6.2×10 ⁻¹⁹	2
¹² CO(2-1)	230.538	21.90	(0,0)	24.1±1.0	3.8×10 ⁻¹¹	4.8×10 ⁻¹⁹	2*
		21.00	(0,0)	17.3±1.4	2.2×10 ⁻¹⁰	2.5×10 ⁻¹⁸	1*
		27.00	(0,0)	6.8±0.8	8.5×10 ⁻¹¹	1.7×10 ⁻¹⁸	2
		21.90	(0,0)	9.4±1.1	1.2×10 ⁻¹⁰	1.5×10 ⁻¹⁸	2
¹² CO(3-2)	345.796	21.90	(0,0)	11.5±2.3	4.9×10 ⁻¹⁰	6.2×10 ⁻¹⁸	5*
		21.00	(0,0)	23.2±2.1	9.8×10 ⁻¹⁰	1.2×10 ⁻¹⁷	1
		22.00	(0,0)	16.6±0.6	7.0×10 ⁻¹⁰	9.0×10 ⁻¹⁸	3
¹² CO(4-3)	461.041	14.55	(0,0)	18.6±4.2	1.9×10 ⁻⁹	1.1×10 ⁻¹⁷	5
		21.90	(0,0)	10.9±2.4	1.1×10 ⁻⁹	1.4×10 ⁻¹⁷	5*
¹² CO(6-5)	691.473	10.60	(0,0)	15.7±3.1	5.3×10 ⁻⁹	1.6×10 ⁻¹⁷	5
		21.90	(0,0)	4.9±1.0	1.7×10 ⁻⁹	2.1×10 ⁻¹⁷	5*
¹² CO(7-6)	806.652	8.95	(0,0)	15.2±3.0	8.2×10 ⁻⁹	1.7×10 ⁻¹⁷	5
		21.90	(0,0)	4.5±0.9	2.4×10 ⁻⁹	3.1×10 ⁻¹⁷	5*
		¹³ CO(1-0)	110.201	57.00	(0,0)	0.3±0.1	4.1×10 ⁻¹³
21.90	(0,0)			1.6±0.5	2.2×10 ⁻¹²	2.8×10 ⁻²⁰	2*
40.00	(0,0)			< 0.5	< 6.8×10 ⁻¹³	< 2.9×10 ⁻²⁰	1
21.90	(0,0)			< 1.4	< 1.8×10 ⁻¹²	< 2.4×10 ⁻²⁰	1
¹³ CO(2-1)	220.399	21.00	(0,0)	0.9±0.2	9.9×10 ⁻¹²	1.2×10 ⁻¹⁹	1*

...continued...

...continued...

Transition	Freq (GHz)	taille du lobe(“)	décalage en pos.(“)	$\int(T_{mb}dv)$ (Kkms ⁻¹)	Intensité (Wm ⁻² sr ⁻¹)	Flux (Wm ⁻²)	Réf. <i>a</i>
¹² CO(4-3)	461.041	21.90	(0,0)	98.2±12.1	4.2×10 ⁻⁹	5.3×10 ⁻¹⁷	1
		21.90	(0,0)	109.8±2.5	4.6×10 ⁻⁹	5.9×10 ⁻¹⁷	2*
		11.00	(0,0)	209.0±21.0	2.1×10 ⁻⁸	6.8×10 ⁻¹⁷	1
		21.90	(0,0)	52.7±5.3	5.3×10 ⁻⁹	6.8×10 ⁻¹⁷	1
		14.55	(0,0)	110.8±12.6	1.1×10 ⁻⁸	6.3×10 ⁻¹⁷	2
¹² CO(6-5)	691.473	21.90	(0,0)	61.4±7.0	6.2×10 ⁻⁹	7.9×10 ⁻¹⁷	2*
		10.60	(5,0)	108.1±7.0	3.7×10 ⁻⁸	1.1×10 ⁻¹⁶	2
		21.90	(5,0)	26.8±1.7	9.1×10 ⁻⁹	1.2×10 ⁻¹⁶	2*
¹² CO(7-6)	806.652	8.95	(5,0)	40.3±3.5	2.2×10 ⁻⁸	4.6×10 ⁻¹⁷	2
		21.90	(5,0)	9.4±0.8	5.0×10 ⁻⁹	6.4×10 ⁻¹⁷	2*
¹³ CO(1-0)	110.201	21.00	(0,0)	18.9±0.5	2.6×10 ⁻¹¹	3.0×10 ⁻¹⁹	3*
¹³ CO(2-1)	220.399	14.00	(0,0)	29.7±1.1	3.3×10 ⁻¹⁰	1.7×10 ⁻¹⁸	3
		21.90	(0,0)	15.7±0.6	1.7×10 ⁻¹⁰	2.2×10 ⁻¹⁸	3*
¹³ CO(3-2)	330.588	21.00	(0,0)	24.0±3.0	2.6×10 ⁻¹⁰	3.1×10 ⁻¹⁸	1
		14.00	(0,0)	17.1±2.0	6.3×10 ⁻¹⁰	3.3×10 ⁻¹⁸	1
		21.90	(0,0)	9.0±1.1	3.3×10 ⁻¹⁰	4.3×10 ⁻¹⁸	1
		21.90	(0,0)	19.9±2.2	7.4×10 ⁻¹⁰	9.4×10 ⁻¹⁸	2*
M 83							
Cl(³ P ₁ - ³ P ₀)	492.162	10.00	(5,5)	78.0±15.6	9.5×10 ⁻⁹	2.5×10 ⁻¹⁷	1
		21.90	(5,5)	18.3±3.7	2.2×10 ⁻⁹	2.9×10 ⁻¹⁷	1
		21.00	(0,0)	55.0±8.0	6.7×10 ⁻⁹	7.9×10 ⁻¹⁷	2
¹² CO(1-0)	115.271	24.00	(0,0)	87.7±2.1	1.4×10 ⁻¹⁰	2.1×10 ⁻¹⁸	3*
		16.00	(0,0)	80.0±16.0	1.3×10 ⁻¹⁰	8.5×10 ⁻¹⁹	4
		21.90	(0,0)	27.4±5.5	4.3×10 ⁻¹¹	5.5×10 ⁻¹⁹	4
¹² CO(2-1)	230.538	24.00	(0,0)	98.1±0.8	1.2×10 ⁻⁹	1.9×10 ⁻¹⁷	3*
		21.00	(0,0)	261.0±15.0	3.3×10 ⁻⁹	3.8×10 ⁻¹⁷	2
		30.50	(0,-10)	101.8±1.5	1.3×10 ⁻⁹	3.1×10 ⁻¹⁷	5
¹² CO(3-2)	345.796	21.90	(0,0)	99.9±1.6	4.2×10 ⁻⁹	5.4×10 ⁻¹⁷	5*
		14.00	(5,5)	290.0±58.0	1.2×10 ⁻⁸	6.4×10 ⁻¹⁷	1
		21.90	(5,5)	84.3±16.9	3.6×10 ⁻⁹	4.6×10 ⁻¹⁷	1
		21.00	(0,0)	167.0±15.0	7.1×10 ⁻⁹	8.3×10 ⁻¹⁷	2
¹² CO(4-3)	461.041	14.55	(5,5)	196.9±39.4	2.0×10 ⁻⁸	1.1×10 ⁻¹⁶	5
		21.90	(5,5)	92.6±18.5	9.3×10 ⁻⁹	1.2×10 ⁻¹⁶	5*
		21.00	(0,0)	122.0±15.0	1.2×10 ⁻⁸	1.4×10 ⁻¹⁶	2
		11.00	(5,5)	357.0±71.4	3.6×10 ⁻⁸	1.2×10 ⁻¹⁶	1
¹² CO(6-5)	691.473	21.90	(5,5)	87.5±17.5	8.8×10 ⁻⁹	1.1×10 ⁻¹⁶	1
		10.60	(-5,0)	317.5±20.6	1.1×10 ⁻⁷	3.2×10 ⁻¹⁶	5
		21.90	(-5,0)	76.4±5.0	2.6×10 ⁻⁸	3.3×10 ⁻¹⁶	5*
¹³ CO(2-1)	220.399	21.00	(0,0)	28.5±3.0	3.1×10 ⁻¹⁰	3.7×10 ⁻¹⁸	2*
¹³ CO(3-2)	330.588	21.90	(0,0)	11.8±1.3	4.4×10 ⁻¹⁰	5.6×10 ⁻¹⁸	5*
		14.00	(0,0)	22.3±1.0	8.2×10 ⁻¹⁰	4.3×10 ⁻¹⁸	2
		21.90	(0,0)	6.5±0.3	2.4×10 ⁻¹⁰	3.1×10 ⁻¹⁸	2
NGC 253							
Cl(³ P ₁ - ³ P ₀)	492.162	22.00	(0,0)	290.0±45.0	3.5×10 ⁻⁸	4.6×10 ⁻¹⁶	10
		10.20	(0,0)	575.0±115.0 ^b	7.0×10 ⁻⁸	1.9×10 ⁻¹⁶	5
		21.90	(0,0)	204.0±41.0	2.5×10 ⁻⁸	3.2×10 ⁻¹⁶	5

...continued...

...continued...							
Transition	Freq (GHz)	taille du lobe(")	décalage en pos.(")	$\int(T_{mb}dv)$ (Kkms ⁻¹)	Intensité (Wm ⁻² sr ⁻¹)	Flux (Wm ⁻²)	Réf. <i>a</i>
Cl(³ P ₂ - ³ P ₁)	809.902	43.00	(0,0)	98.0±19.6 ^b	1.2×10 ⁻⁸	5.9×10 ⁻¹⁶	5
		23.00	(0,0)	320.0±64.0 ^b	3.9×10 ⁻⁸	5.5×10 ⁻¹⁶	4
		8.95	(0,0)	188.5±37.7	1.0×10 ⁻⁷	2.2×10 ⁻¹⁶	11
		21.90	(0,0)	68.6±13.7	3.7×10 ⁻⁸	4.7×10 ⁻¹⁶	11
¹² CO(1-0)	115.271	43.00	(0,0)	343.0±68.6	5.4×10 ⁻¹⁰	2.6×10 ⁻¹⁷	2
¹² CO(2-1)	230.538	23.00	(0,0)	920.0±82.8	1.4×10 ⁻⁹	2.0×10 ⁻¹⁷	6*
		23.00	(0,0)	1062.0±116.8	1.3×10 ⁻⁸	1.9×10 ⁻¹⁶	7*
¹² CO(3-2)	345.796	21.00	(0,0)	926.0±185.2	1.2×10 ⁻⁸	1.4×10 ⁻¹⁶	2
		21.90	(0,0)	815.6±163.1	3.4×10 ⁻⁸	4.4×10 ⁻¹⁶	11*
		23.00	(0,0)	998.0±139.7	4.2×10 ⁻⁸	5.9×10 ⁻¹⁶	7
¹² CO(4-3)	461.041	23.00	(0,0)	1194.0±238.8	5.0×10 ⁻⁸	7.1×10 ⁻¹⁶	2
		14.00	(0,0)	1200.0±240.0	5.1×10 ⁻⁸	2.6×10 ⁻¹⁶	5
		21.90	(0,0)	529.5±105.9	2.2×10 ⁻⁸	2.9×10 ⁻¹⁶	5
		22.00	(0,0)	680.0±60.0	2.9×10 ⁻⁸	3.7×10 ⁻¹⁶	8
		15.00	(0,0)	507.0±101.4	5.1×10 ⁻⁸	3.0×10 ⁻¹⁶	3
¹² CO(6-5)	691.473	21.90	(0,0)	236.4±47.3	2.4×10 ⁻⁸	3.0×10 ⁻¹⁶	3
		22.00	(0,0)	1019.0±120.0	1.0×10 ⁻⁷	1.3×10 ⁻¹⁵	9*
		10.40	(0,0)	2160.0±432.0	2.1×10 ⁻⁷	6.2×10 ⁻¹⁶	5
		21.90	(0,0)	820.7±164.1	8.2×10 ⁻⁸	1.1×10 ⁻¹⁵	5
		10.60	(0,0)	1394.0±278.8	4.7×10 ⁻⁷	1.4×10 ⁻¹⁵	11
¹² CO(7-6)	806.652	21.90	(0,0)	533.1±106.6	1.8×10 ⁻⁷	2.3×10 ⁻¹⁵	11*
		8/30	(0,0)	861±258.3	2.9×10 ⁻⁷	5.0×10 ⁻¹⁵	1
		8.95	(0,0)	810.2±162	4.3×10 ⁻⁷	9.3×10 ⁻¹⁶	11
		21.90	(0,0)	294.9±59.0	1.6×10 ⁻⁷	2.0×10 ⁻¹⁵	11*
		11.5/60	(0,0)	1370±411	7.3×10 ⁻⁷	2.6×10 ⁻¹⁵	10
¹³ CO(1-0)	110.201	23.00	(0,0)	80.0±8.0	1.1×10 ⁻¹⁰	1.5×10 ⁻¹⁸	7*
¹³ CO(2-1)	220.399	23.00	(0,0)	82.0±9.8	9.0×10 ⁻¹⁰	1.3×10 ⁻¹⁷	7*
		21.00	(0,0)	104.0±20.8	1.1×10 ⁻⁹	1.3×10 ⁻¹⁷	2
¹³ CO(3-2)	330.588	23.00	(0,0)	90.0±12.6	3.3×10 ⁻⁹	4.7×10 ⁻¹⁷	7*
		23.00	(0,0)	210.0±42.0	7.8×10 ⁻⁹	1.1×10 ⁻¹⁶	2
NGC 6946							
Cl(³ P ₁ - ³ P ₀)	492.162	21.00	(0,0)	44.0±8.0	5.4×10 ⁻⁹	6.3×10 ⁻¹⁷	1
		14.55	(20,0)	24.6±3.0	3.0×10 ⁻⁹	1.7×10 ⁻¹⁷	2
		21.90	(20,0)	11.2±1.4	1.4×10 ⁻⁹	1.8×10 ⁻¹⁷	2
¹² CO(1-0)	115.271	21.00	(0,0)	198.1±39.6	3.1×10 ⁻¹⁰	3.6×10 ⁻¹⁸	3*
		5.65	(0,0)	945.0±189.0	1.5×10 ⁻⁹	1.3×10 ⁻¹⁸	4
		21.90	(0,0)	316.1±63.2	5.0×10 ⁻¹⁰	6.3×10 ⁻¹⁸	4
		23.00	(0,0)	189.8±38.0	3.0×10 ⁻¹⁰	4.2×10 ⁻¹⁸	5
		17.00	(0,0)	227.4±45.5	3.6×10 ⁻¹⁰	2.7×10 ⁻¹⁸	6
¹² CO(2-1)	230.538	21.90	(0,0)	165.9±33.2	2.6×10 ⁻¹⁰	3.3×10 ⁻¹⁸	6
		23.00	(0,0)	169.7±33.9	2.7×10 ⁻¹⁰	3.7×10 ⁻¹⁸	7
		30.50	(0,0)	104.7±2.8	1.3×10 ⁻⁹	3.3×10 ⁻¹⁷	8
		21.90	(0,0)	171.7±4.6	2.2×10 ⁻⁹	2.8×10 ⁻¹⁷	8*
		21.00	(0,0)	222.0±20.0	2.8×10 ⁻⁹	3.3×10 ⁻¹⁷	1
		14.00	(0,0)	170.0±34.0	2.1×10 ⁻⁹	1.1×10 ⁻¹⁷	9
		21.90	(0,0)	75.2±15.0	9.4×10 ⁻¹⁰	1.2×10 ⁻¹⁷	9
...continued...							

...continued...							
Transition	Freq (GHz)	taille du lobe(")	décalage en pos.(")	$\int(T_{mb}dv)$ (Kkms ⁻¹)	Intensité (Wm ⁻² sr ⁻¹)	Flux (Wm ⁻²)	Réf. ^a
¹² CO(3-2)	345.796	14.00	(0,0)	178.3±35.7	2.2×10 ⁻⁹	1.2×10 ⁻¹⁷	7
		21.90	(0,0)	78.9±15.8	9.9×10 ⁻¹⁰	1.3×10 ⁻¹⁷	7
		22.00	(0,0)	129.1±25.2	5.5×10 ⁻⁹	7.0×10 ⁻¹⁷	3
		21.00	(0,0)	145.0±15.0	6.1×10 ⁻⁹	7.2×10 ⁻¹⁷	1
		21.90	(0,0)	200.0±40.0	8.5×10 ⁻⁹	1.1×10 ⁻¹⁶	10
¹² CO(4-3)	461.041	21.90	(10,0)	134.9±2.1	5.7×10 ⁻⁹	7.3×10 ⁻¹⁷	8*
		22.00	(0,0)	46.0±2.0	2.0×10 ⁻⁹	2.5×10 ⁻¹⁷	11
		17.00	(0,0)	82.4±16.5	8.3×10 ⁻⁹	6.4×10 ⁻¹⁷	12
		21.90	(0,0)	60.1±12.0	6.0×10 ⁻⁹	7.7×10 ⁻¹⁷	12
		21.00	(0,0)	112.0±11.0	1.1×10 ⁻⁸	1.3×10 ⁻¹⁶	1
		17.00	(0,0)	155.4±31.1	1.6×10 ⁻⁸	1.2×10 ⁻¹⁶	3
		21.90	(0,0)	113.4±22.7	1.1×10 ⁻⁸	1.5×10 ⁻¹⁶	3
		14.55	(0,0)	194.1±5.7	2.0×10 ⁻⁸	1.1×10 ⁻¹⁶	8
¹² CO(6-5)	691.473	21.90	(0,0)	88.6±2.6	8.9×10 ⁻⁹	1.1×10 ⁻¹⁶	8*
		10.60	(5,-10)	111.4±23.0	3.8×10 ⁻⁸	1.1×10 ⁻¹⁶	8
		21.90	(5,-10)	42.3±8.7	1.4×10 ⁻⁸	1.8×10 ⁻¹⁶	8*
¹³ CO(1-0)	110.201	21.00	(0,0)	17.9±3.6	2.5×10 ⁻¹¹	2.9×10 ⁻¹⁹	3*
¹³ CO(2-1)	220.399	12.00	(0,0)	20.7±4.1	2.3×10 ⁻¹⁰	8.7×10 ⁻¹⁹	3
		21.90	(0,0)	8.3±1.6	9.1×10 ⁻¹¹	1.2×10 ⁻¹⁸	3*
¹³ CO(3-2)	330.588	14.00	(0,0)	22.2±3.0	2.4×10 ⁻¹⁰	2.9×10 ⁻¹⁸	1
		21.90	(0,0)	21.0±2.8	2.3×10 ⁻¹⁰	2.9×10 ⁻¹⁸	1
		22.00	(0,0)	5.6±1.1	2.1×10 ⁻¹⁰	2.7×10 ⁻¹⁸	3
		14.00	(0,0)	11.4±2.0	4.2×10 ⁻¹⁰	2.2×10 ⁻¹⁸	1
		21.90	(0,0)	5.0±0.9	1.9×10 ⁻¹⁰	2.4×10 ⁻¹⁸	1
		21.90	(0,0)	28.0±5.6	1.0×10 ⁻⁹	1.3×10 ⁻¹⁷	10
		21.90	(0,0)	7.9±0.8	2.9×10 ⁻¹⁰	3.7×10 ⁻¹⁸	8*

END

^a Références : Pour NGC 4038 : 1 : Gerin & Phillips [2000] mais les spectres ont été de nouveau analysés ; 2 : Aalto et al. [1995] ; 3 : Stanford et al. [1990] ; 4 : Zhu et al. [2003] ; 5 : Notre échantillon de raies ; 6 : Gao et al. [2001] ; 7 : Glenn & Hunter [2001] ; * : utilisé pour contraindre les modèles.

Pour Overlap : 1 : Gerin & Phillips [2000] mais les spectres ont été de nouveau analysés ; 2 : Stanford et al. [1990] ; 3 : Aalto et al. [1995] ; 4 : Zhu et al. [2003] ; 5 : Notre échantillon de raies ; 6 : Gao et al. [2001] ; 7 : Glenn & Hunter [2001] ; * : utilisé pour contraindre les modèles.

Pour HENIZE 2-10 : 1 : Baas et al. [1994] ; 2 : Kobulnicky et al. [1995] ; 3 : Meier & Turner [2001] ; 4 : Gerin & Phillips [2000] mais les spectres ont été de nouveau analysés ; 5 : Notre échantillon de raies ; * : utilisé pour contraindre les modèles.

Pour IC 10 : 1 : Gerin & Phillips [2000] mais les spectres ont été de nouveau analysés ; 2 : Bolatto et al. [2000] ; 3 : Notre échantillon de raies ; 4 : Thèse de Becker (1990) ; 5 : Petitpas & Wilson [1998a] ; 6 : Glenn & Hunter [2001] ; * : utilisé pour contraindre les modèles.

Pour IC 342 : 1 : Israel & Baas [2003] ; 2 : Notre échantillon de raies ; 3 : Eckart et al. [1990c] ; * : utilisé pour contraindre les modèles.

Pour M 83 : 1 : Petitpas & Wilson [1998b] ; 2 : Israel & Baas [2001] ; 3 : Lundgren et al. [2004] ; 4 : Handa et al. [1990] ; 5 : Notre échantillon de raies ; * : utilisé pour contraindre les modèles.

Pour NGC 253 : 1 : Harris et al. [1991] ; 2 : Wall et al. [1991] ; 3 : Guesten et al. [1993] ; 4 : Harrison et al. [1995] ; 5 : Israel et al. [1995] ; 6 : Mauersberger et al. [1996] ; 7 : Harrison et al. [1999] ; 8 : Dumke et al. [2001] ; 9 : Israel & Baas [2002] ; 10 : Bradford et al. [2003] ; 11 : Notre échantillon de raies ; * : utilisé pour contraindre les modèles.

Pour NGC 6946 : 1 : Israel & Baas [2001] ; 2 : Gerin & Phillips [2000] mais les spectres ont été de nouveau analysés ; 3 : Walsh et al. [2002] ; 4 : Ishizuki et al. [1990] ; 5 : Weliachew et al. [1988] ; 6 : Sofue et al. [1988] ; 7 : Casoli et al. [1990] ; 8 : Notre échantillon de raies ; 9 : Clausset et al. [1991] ; 10 : Wall et al. [1993] ; 11 : Mauersberger et al. [1999] ; 12 : Nietten et al. [1999] ; * : utilisé pour contraindre les modèles.

CHAPITRE 5

Les taux de refroidissement observés du C et du CO

Sommaire

5.1	Les taux de refroidissement observés pour chaque galaxie	117
5.2	Discussion	119

Par la méthode présentée par la Partie 1 Chap 4 (Sect. 4.2.1), nous avons exprimé les aires intégrées A (en K km s^{-1}), les intensités I (en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$) et les flux F (en W m^{-2}) des raies rotationnelles de monoxyde de carbone ^{12}CO et ^{13}CO de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ jusqu'à la raie $^{12}\text{CO}(6-5)$ (ou jusqu'à la raie $^{12}\text{CO}(7-6)$ suivant les sources), de la raie $^{13}\text{CO}(1-0)$ jusqu'à la raie $^{13}\text{CO}(3-2)$ ainsi que les A , I et F des raies de structure fine du carbone atomique : $[\text{CI}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ et $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ (suivant la source), toute sous une même résolution de $21.9''$ (voir les données répertoriées dans les Tables 4.3 et 4.4). En sommant les intensités ; séparant les raies du carbone atomique de celles du monoxyde de carbone ^{12}CO et du monoxyde de carbone ^{13}CO , on obtient l'émission totale d'une espèce particulière du MIS contenu dans les noyaux de galaxies. Ces sommes d'intensités sont appelées le **taux de refroidissement** du milieu interstellaire dans cette étude (elles correspondent à l'énergie totale rayonnée). En effet, la façon la plus efficace qu'a le milieu interstellaire de se refroidir est d'émettre un rayonnement. CO et C contribuent au refroidissement du gaz tout comme d'autres espèces ($[\text{CII}]$, $[\text{OI}]$, H_2 , etc...). Le milieu étant globalement en équilibre, le rayonnement émis est comparable au chauffage apporté au milieu. Les étoiles jeunes et massives sont la principale source de chauffage par leur rayonnement intense dans l'UV. L'étude du refroidissement via l'émission des raies de C et de CO est donc une manière de comptabiliser l'activité de formation d'étoiles.

5.1 Les taux de refroidissement observés pour chaque galaxie

Nous avons obtenu pour les noyaux des galaxies des Antennes (NGC 4038 et Overlap), de Henize 2-10, de IC 10, de IC 342, de M 83, de NGC 253 et de NGC 6946, les taux de refroidissement déduits des observations du monoxyde de carbone ^{12}CO et ^{13}CO , et du carbone atomique C suivants :

Les Antennes (NGC 4038 et Overlap) : Pour NGC 4038 et Overlap les taux de refroidissement observé du ^{12}CO sont les mêmes : $1.2 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$. Les raies qui émettent le plus sont, pour NGC 4038, les raies $^{12}\text{CO}(6-5)$ (64.2% de l'intensité totale), $^{12}\text{CO}(3-2)$ (13.5%) et $^{12}\text{CO}(4-3)$ (12.6%). Pour Overlap, il s'agit des raies $^{12}\text{CO}(6-5)$ (54.7%) suivies de la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$ (19.3%) et $^{12}\text{CO}(7-6)$ (11.2%). Les taux de re-

froidissement observés de carbone neutre, C, sont évalués respectivement à $5.4 \times 10^{-10} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ et à $3.6 \times 10^{-10} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ (seule la raie $[\text{C I}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ a été détectée dans ces deux sources). Le taux de refroidissement observé de C représente pour NGC 4038 environ 5% et pour Overlap, moins de 3% du taux de refroidissement déduit des observations de ^{12}CO . Le taux de refroidissement observé du ^{13}CO vaut pour NGC 4038 et Overlap respectivement $1.0 \times 10^{-10} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ et $6.8 \times 10^{-11} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. La raie qui contribue le plus à ce taux de refroidissement est la raie $^{13}\text{CO}(3-2)$: (58.3%), pour NGC 4038, et (74.4%), pour Overlap. Le taux de refroidissement observé du ^{13}CO représente environ 0.9% pour NGC 4038 et 0.6% pour Overlap du taux de refroidissement observé du ^{12}CO .

Henize 2-10 : Le taux de refroidissement du ^{12}CO observé dans le noyau de Henize 2-10 vaut $5.9 \times 10^{-9} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. Les raies de monoxyde de carbone qui contribuent le plus à ce taux sont les raies $^{12}\text{CO}(7-6)$ (44.0%) suivies de la raie $^{12}\text{CO}(6-5)$ (28.3%) et de la raie $^{12}\text{CO}(4-3)$ (18.5%). Le taux de refroidissement observé de C vaut $3.0 \times 10^{-10} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ (seule la raie $[\text{C I}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ a été détectée) ce qui représente $\approx 4\%$ du taux de refroidissement observé du ^{12}CO . Le taux de refroidissement observé du ^{13}CO vaut, pour Henize 2-10, $5.9 \times 10^{-11} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. La raie qui contribue le plus à ce taux de refroidissement est la raie $^{13}\text{CO}(3-2)$ (80.7%). Le taux de refroidissement observé du ^{13}CO représente environ 1.0% du taux de refroidissement observé du ^{12}CO .

IC 10 : Nous avons obtenu un taux de refroidissement observé du ^{12}CO de $4.7 \times 10^{-9} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. Les raies qui contribuent le plus au refroidissement sont $^{12}\text{CO}(6-5)$ (41.9% de l'intensité totale), $^{12}\text{CO}(7-6)$ (20.7%) et $^{12}\text{CO}(4-3)$ (14.7%). Le taux de refroidissement observé de C vaut $1.2 \times 10^{-9} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ si on additionne l'intensité de la raie $[\text{C I}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ détectée dans le noyau (0",0") et celle de la raie $[\text{C I}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ mesurée à la position (0",30"). Cette position est différente de la position centrale du noyau (0",0") mais on s'attend à ce que l'intensité de cette raie dans le noyau (0",0") soit supérieure à la valeur détectée à la position (0",30"). La valeur du taux de refroidissement observé de C exprimée ici, est donc une limite inférieure. Sous cette hypothèse, le refroidissement observé de C représente moins de 22% du refroidissement observé du ^{12}CO . Le taux de refroidissement observé du ^{13}CO pour IC 10 vaut $5.2 \times 10^{-11} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. La raie qui contribue le plus à ce taux de refroidissement est la raie $^{13}\text{CO}(3-2)$ (87.7%). Le taux de refroidissement observé du ^{13}CO représente environ 1.1% du taux de refroidissement observé du ^{12}CO .

IC 342 : Le taux de refroidissement observé du ^{12}CO vaut $2.7 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. Les raies qui contribuent le plus à ce refroidissement sont les raies $^{12}\text{CO}(6-5)$ (33.1%), $^{12}\text{CO}(4-3)$ (22.5%) et $^{12}\text{CO}(7-6)$ (18.4%). Le refroidissement observé de C est égal à $7.9 \times 10^{-9} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. La raie $[\text{C I}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ représente $\approx 80\%$ de l'intensité totale. Le refroidissement observé de C reste inférieure à celui du ^{12}CO ($\lesssim 30\%$). Le taux de refroidissement observé du ^{13}CO dans ce noyau de galaxie vaut $9.3 \times 10^{-10} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. La raie qui contribue le plus à ce taux de refroidissement est la raie $^{13}\text{CO}(3-2)$ (80.0%). Le taux de refroidissement observé du ^{13}CO représente environ 3.5% du taux de refroidissement observé du ^{12}CO .

M 83 : On obtient à partir des intensités des raies de ^{12}CO observées dans le noyau de M 83 un taux de refroidissement de $4.1 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. Les raies qui émettent le plus sont les raies $^{12}\text{CO}(6-5)$ (63.5%), $^{12}\text{CO}(4-3)$ (22.8%) et $^{12}\text{CO}(3-2)$ (10.4%). Le taux de refroidissement issu de la seule raie observée de carbone atomique $[\text{C I}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ vaut $2.2 \times 10^{-9} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. Le taux de refroidissement observé de C n'atteint que $\approx 5\%$ du

taux de refroidissement observé du ^{12}CO . Pour M 83, le taux de refroidissement observé du ^{13}CO vaut $7.5 \times 10^{-10} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. La raie qui contribue le plus à ce taux de refroidissement est la raie $^{13}\text{CO}(3-2)$ (58.3%). Le taux de refroidissement observé du ^{13}CO représente environ 1.9% du taux de refroidissement observé du ^{12}CO .

NGC 253 : Nous avons calculé un taux de refroidissement observé du ^{12}CO de $4.9 \times 10^{-7} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ pour le noyau de la galaxie NGC 253. Les principales contributions viennent des raies $^{12}\text{CO}(6-5)$ (39.8%), $^{12}\text{CO}(7-6)$ (32.3%) et $^{12}\text{CO}(4-3)$ (20.9%). Le taux de refroidissement observé de C est estimé à $7.2 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ pour lequel la raie $[\text{CII}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ contribue à hauteur de 51.4%. Cependant, le taux de refroidissement observé de C reste inférieur à celui issu des raies de ^{12}CO (14.6%). Pour NGC 253, le taux de refroidissement observé du ^{13}CO vaut $4.3 \times 10^{-9} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. La raie qui contribue le plus à ce taux de refroidissement est la raie $^{13}\text{CO}(3-2)$ (76.8%). Le taux de refroidissement observé du ^{13}CO représente environ 0.8% du taux de refroidissement observé du ^{12}CO .

NGC 6946 : Le taux de refroidissement observé du ^{12}CO vaut pour cette source $3.1 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. Les transitions contribuant le plus sont les raies $^{12}\text{CO}(6-5)$ (45.7%), $^{12}\text{CO}(4-3)$ (28.3%) et $^{12}\text{CO}(3-2)$ (18.2%). Pour le carbone atomique nous avons calculé un taux de $1.4 \times 10^{-9} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ qui est dû uniquement à la raie $[\text{CII}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$. Ce taux représente au moins 5% du taux déduit des observations des raies de ^{12}CO . Pour NGC 6946, le taux de refroidissement observé du ^{13}CO vaut $4.1 \times 10^{-10} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. La raie qui contribue le plus à ce taux de refroidissement est la raie $^{13}\text{CO}(3-2)$ (71.9%). Le taux de refroidissement observé du ^{13}CO représente environ 1.3% du taux de refroidissement observé du ^{12}CO .

5.2 Discussion

Les taux de refroidissement dû aux raies de C et de CO apportent une information essentielle sur l'équilibre thermique des noyaux de galaxies proches. Pour toutes les galaxies étudiées, les raies de ^{12}CO qui contribuent le plus au taux de refroidissement sont les raies $^{12}\text{CO}(6-5)$ et $^{12}\text{CO}(7-6)$ suivies des raies $^{12}\text{CO}(4-3)$ et $^{12}\text{CO}(3-2)$ avec, suivant les sources, des contributions plus ou moins marquées. Ces résultats montrent l'importance des transitions à haut-J du CO ($J_{\text{upper}} \geq 3$) dans le calcul du refroidissement avec une place toute particulière pour la raie $^{12}\text{CO}(6-5)$ qui semble être la raie qui domine dans la plupart des cas.

En ce qui concerne le ^{13}CO , les taux de refroidissement atteignent quelques pourcents (entre 0.6% pour Overlap et 3.5% pour IC 342) du taux de refroidissement du ^{12}CO , ce qui est attendu puisque les raies de ^{13}CO sont beaucoup moins intenses que celles du ^{12}CO . La raie qui contribue le plus à ce taux est la raie $^{13}\text{CO}(3-2)$. Cependant, pour Henize 2-10, IC 342, NGC 253 et NGC 6946, ce sont les raies de $^{13}\text{CO}(1-0)$, $^{13}\text{CO}(2-1)$ et $^{13}\text{CO}(3-2)$ qui ont été détectées tandis que pour IC 10, M 83, NGC 4038 et Overlap seules les raies de $^{13}\text{CO}(2-1)$ et $^{13}\text{CO}(3-2)$ ont été mesurées. Ceci ne constitue pas un échantillon de données suffisamment complet pour émettre une quelconque hypothèses sur la contribution réelle des raies de ^{13}CO au refroidissement total du gaz moléculaire. On peut juste souligner la faible contribution du ^{13}CO par rapport à celle du ^{12}CO . Il sera particulièrement intéressant d'étudier les résultats des modèles LVGs et PDRs qui prédisent les intensités des raies allant de $^{13}\text{CO}(1-0)$ à $^{13}\text{CO}(6-5)$.

Pour toutes les galaxies observées, il est clair que le taux de refroidissement issu des raies de carbone neutre reste inférieur à celui calculé avec les raies de ^{12}CO : pour IC 10 et IC 342, la contribution de C est plus faible que celle de ^{12}CO par un facteur $\sim 3 - 4$ tandis que pour

Henize 2-10 et NGC 253, les facteurs sont > 10 . Pour M 83 et NGC 6946, on a un facteur respectivement de 5 et de 4.5. C'est la raie $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ qui semble contribuer le plus au taux de refroidissement observé de C (voir les cas de NGC 253, IC 10 et IC 342). Pour les autres sources (Les Antennes, M 83 et NGC 6946), cette raie n'a pas encore été détectée mais la différence entre les taux de C et de ^{12}CO observés, calculés plus haut, reste assez importante pour ne pas modifier le rôle prépondérant de ^{12}CO par rapport au C. La domination de la raie $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ par rapport à la raie $[\text{CI}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ est à confirmer sur toutes ces sources, avec de nouvelles observations.

Si on veut comparer les taux de refroidissement observés de C et de ^{13}CO , un problème de complétude de l'échantillon de raies observées se pose. En effet, certaines sources n'ont pas de détection ni en $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ ni en $^{13}\text{CO}(1-0)$, il serait alors inutile de comparer les taux de refroidissement de C et de ^{13}CO pour ces sources puisque ces taux (observés) sont calculés à partir d'un échantillon de raies incomplet. On va donc restreindre notre comparaison aux cas où l'échantillon de raies est le plus complet possible en C et en ^{13}CO , soit pour les galaxies IC 342 et NGC 253. Pour ces deux sources, le taux de refroidissement observé de C est supérieur à celui de ^{13}CO avec des facteurs, respectivement de 8.7 et 16.6. Ceci révèle l'importance du carbone atomique C, par rapport au ^{13}CO , dans le processus de refroidissement des nuages interstellaires. Ceci reste à confirmer sur davantage de sources.

En résumé, les régions actives en formation d'étoiles semblent donc dominées par un refroidissement de ^{12}CO , de C puis de ^{13}CO (pour les trois espèces étudiées, voir les travaux plus détaillés de Malhotra et al. [2001], Contursi et al. [2001, 2002] pour les autres espèces comme les raies $[\text{CII}]$, $[\text{OI}]$, etc).

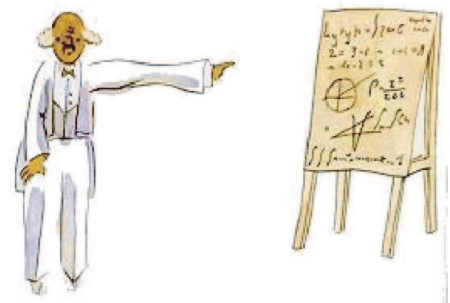
Une autre remarque peut être faite : en comparant les taux de refroidissement en fonction des types de noyaux de galaxies, celui-ci apparaît plus important dans les noyaux à flambée de formation d'étoiles (NGC 253 et M 83) que dans les galaxies spirales normales (IC 342 et NGC 6946) ou les galaxies irrégulières (Henize 2-10 et IC 10). Ce phénomène ne semble pas être dû à un effet de distance (voir les propriétés des galaxies répertoriées dans la Table 3.1 de la Partie 1 Chap. 3) puisque les plus hauts taux ne sont pas obtenus pour les galaxies les plus lointaines (NGC 253 située à 2.5 Mpc et M 83 à 3.5 Mpc) ni les plus bas taux, pour les galaxies les plus proches (Henize 2-10 et IC 10 sont à respectivement 6 Mpc et 1 Mpc) (ou l'inverse). Par contre, il est certain que le taux de refroidissement (de C ou de CO observé) dépend du degré de complétude de l'échantillon de données obtenu pour chaque source.

Des résultats similaires ont été obtenus sur des objets lointains : J1148+5251 ($z=6.42$) et PSS2322+1944 ($z=4.12$) (voir Cox et al. 2002, Bertoldi et al. 2003, Pety et al. 2004, Walter et al. 2004). Les raies qui contribuent le plus au taux de refroidissement observé du CO sont les raies telles que $J_{upper} \geq 3$. La différence entre les taux observés de C et de ^{12}CO est aussi importante pour ces objets lointains (facteur > 10).

Cependant, comme il a été mentionné, les taux de refroidissement observés dépendent beaucoup du nombre de raies détectées dans chaque noyau de galaxies. Il est fort possible que les raies de $^{12}\text{CO}(5-4)$ ou de $^{12}\text{CO}(8-7)$ contribuent significativement à ces taux. De même, dans beaucoup de sources, la raie de $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ n'a pas pu être mesurée. Elle semble pourtant dominer les taux de refroidissement de C. C'est pourquoi dans la partie suivante, nous allons utiliser des modèles pour également prédire les intensités des raies non mesurées et ainsi avoir une estimation plus fiable des taux de refroidissement de C et de CO.

Deuxième partie

Les modèles



A partir des observations (spectres et rapports de raies) présentées dans la Partie 1 Chaps. 3 et 4, nous souhaitons déterminer les propriétés physiques et chimiques du MIS contenu dans les noyaux de galaxies de notre échantillon. Ces propriétés (température cinétique, densité du gaz, champ de rayonnement qui illumine le milieu, rapport d'abondance $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$, etc) vont nous permettre de mieux décrire les conditions physiques requises lors de la formation d'étoiles, conditions déduites d'une étude des processus de refroidissement du gaz moléculaire du MIS. Notre connaissance sur l'activité de formation des étoiles va ainsi s'accroître non seulement dans les galaxies proches mais aussi dans des objets plus lointains. En effet, l'étude détaillée du MIS contenu dans les noyaux galactiques proches peut nous servir de point de départ pour mener une étude prédictive des propriétés physiques du MIS contenu dans des noyaux de galaxies plus éloignés, pour lesquels il est souvent très difficile d'acquérir des données.

De plus, en comparant les propriétés physiques et chimiques du MIS de noyaux de galaxies de divers types (à flambée de formation d'étoiles, noyaux peu actifs, noyaux en interaction, noyaux irréguliers...) on peut mettre en avant des différences apparaissant dans les processus de refroidissement du gaz moléculaire chaud et dense déduites des différences observées entre efficacité de refroidissement, contributions des raies de C et de CO,....

Pour obtenir ces propriétés physiques et chimiques, essentielles à notre compréhension de la formation des étoiles, plusieurs modèles (plus ou moins raffinés) ont été utilisés. Chaque type de modèle fait un certain nombre d'hypothèses (plus ou moins fortes) que nous décrirons¹. Ces hypothèses provoquent une incertitude sur les paramètres physiques et chimiques prédits, par rapport aux valeurs réelles. C'est pourquoi, nous n'avons pas privilégié les résultats d'un seul type d'approche mais mené de front plusieurs travaux d'analyse.

Ainsi, la modélisation des intensités des raies lorsque les molécules sont à l'Équilibre Thermodynamique Local (ou ETL) est tout d'abord présentée dans un but pédagogique pour introduire les concepts qui sont utilisés dans les deux autres méthodes. Nous présentons ensuite l'analyse des données en utilisant un modèle LVG ("*Large Velocity Gradient*") pour résoudre simultanément l'équilibre statistique et le transfert de rayonnement, approche couramment utilisée dans la littérature. Puis, nous comparons les observations aux prédictions d'un code plus sophistiqué (modèle de région de Photo-Dissociation ou code PDR "*Photo-Dissociation Regions*") qui prend aussi en compte le bilan thermique (processus de chauffage et de refroidissement) et les réactions chimiques de diverses espèces constituant le MIS. Dans les trois chapitres qui suivent, chaque modèle est tout d'abord décrit puis appliqué aux noyaux de galaxies sélectionnés (Les Antennes (NGC 4038 et Overlap), Henize 2-10, IC 10, IC 342, M 83, NGC 253 et NGC 6946). A l'issue de chaque modélisation, les résultats sont discutés et comparés aux observations. Dans le Chap. 8, on compare aussi les prédictions PDRs avec celles issues des modèles LVGs.

¹On notera que le travail de thèse présenté ici utilise les modèles LVGs et PDRs mais ne se focalise pas sur leur étude détaillée ni leur développement. Ici, il s'agit de présenter les hypothèses utilisées par chaque modélisation sans en donner tous les raffinements les plus complexes, ni tous les calculs. Pour cela, le lecteur se référera aux citations contenues dans le texte.

CHAPITRE 6

L'analyse ETL

On peut utiliser en première approximation, l'hypothèse de l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL) pour décrire l'émission de raies des molécules interstellaires des galaxies. Sous cette hypothèse, il faut que la densité du milieu soit suffisante pour que les différents niveaux d'énergie des transitions des molécules considérées, soient peuplés, par collisions, avec les autres espèces du milieu (dans notre étude, les niveaux d'énergie sont rotationnels pour les raies de monoxyde de carbone ou de structure fine pour les raies de carbone atomique et le partenaire de collision est l'hydrogène moléculaire H₂). Dans l'approximation ETL, on décrit le peuplement des niveaux de chaque transition d'une molécule par une distribution de Boltzmann. Pour chaque transition de la molécule étudiée (d'un niveau i à un niveau j), la population des niveaux peut être ainsi caractérisée par une température d'excitation (T_{ex}) telle que

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp - \frac{E_i - E_j}{k_b T_{ex}} \quad (6.1)$$

où k_b est la constante de Boltzmann, où g_i est le poids statistique du niveau i et où E_i est l'énergie du niveau i. Sous l'hypothèse ETL, on a $T_{ex} = T_k$. En effet, ***un système n'est pas à l'Équilibre Thermodynamique Local si la température cinétique T_k (Maxwellienne) locale n'est pas égale à la température d'excitation des niveaux de la transition considérée.***

L'hypothèse ETL suppose qu'en chaque point du milieu il n'existe qu'une et une seule température d'excitation, la température cinétique T_k , qui peut être définie de façon à ce que l'émission produite en ce point suive la loi de Kirchhoff (utilisant la loi de Planck) soit l'Eq. 6.2 :

$$S_\nu(T_k) = k_\nu \times B_\nu(T_k), \quad (6.2)$$

où $S_\nu(T)$ correspond à la fonction source au point considéré, où k_ν représente l'absorption autour du point considéré et où $B_\nu(T)$ est appelée la fonction de Planck. $B_\nu(T)$ est définie par l'Eq. 6.3 suivante :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \times [\exp(\frac{h\nu}{k_b T_k}) - 1]^{-1} \quad (6.3)$$

où ν est la fréquence d'observation, c est la vitesse de la lumière ($c = 299\,792\,458\text{ ms}^{-1}$), h et k_b sont respectivement les constantes de Planck et de Boltzmann.

En d'autres termes, quand on parle d'approximation de l'Équilibre Thermodynamique Local, on suppose que la matière émet un rayonnement dépendant de ses propriétés intrinsèques (température cinétique, densité,...) mais que ces mêmes rayonnements sont indépendants de l'intensité du flux incident sur la dite matière (ce flux incident provient généralement des sources (dans notre cas, des étoiles jeunes) qui environnent la matière étudiée).

On peut appliquer ces hypothèses et se placer dans l'approximation ETL pour décrire le gaz interstellaire contenu dans les noyaux de galaxies. Quand la température cinétique (T_k) du gaz interstellaire n'est pas connue, il est alors possible, grâce à l'approximation ETL, de l'estimer à partir des intensités des raies d'émission comme celles que nous avons observées : les raies d'émission de carbone atomique ($[C\text{I}](^3P_1-^3P_0)$ à $\nu = 492\text{ GHz}$ et $[C\text{I}](^3P_2-^3P_1)$ à $\nu = 809\text{ GHz}$) et les raies d'émission de monoxyle de carbone ($^{12}\text{CO}(1-0)$ à $\nu = 115\text{ GHz}$ jusqu'à $^{12}\text{CO}(7-6)$ à $\nu = 806\text{ GHz}$). L'intensité des raies d'émission est mesurée généralement en unité de température de brillance, T_B , étant définie par :

$$T_B = FF (J_\nu(T_k) - J_\nu(T_{bg})) (1 - e^{-\tau}) \quad (6.4)$$

où FF correspond au facteur de remplissage du lobe principal du radiotélescope utilisé, où τ est l'opacité de la raie étudiée, où T_{bg} est la température du corps noir cosmologique ($T_{bg} = 2.7\text{ K}$) et enfin, où $J_\nu(T_k)$ (exprimé en K^1) est décrit par l'équation suivante :

$$J_\nu(T) = \frac{B_\nu(T)}{2k\nu^2/c^2} = \frac{h\nu}{k} \times [\exp(\frac{h\nu}{k_b T_k}) - 1]^{-1} \quad (6.5)$$

Avec les équations présentées ci-dessus, on peut donc déduire, par exemple, la fonction $T_B(T_k)$ pour les raies de ^{12}CO (voir la Fig. 6.1).

La Fig. 6.1 représente donc la température de brillance T_B de différentes transitions de ^{12}CO (de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ à un seuil de détection fixé à la raie $^{12}\text{CO}(15-14)$) en fonction de la température cinétique T_k . Cette figure montre clairement que, pour, par exemple $T_B = 5\text{ K}^2$, les raies à haut-J de ^{12}CO , comme les raies $^{12}\text{CO}(6-5)$ (deuxième série de carrés noirs) et $^{12}\text{CO}(7-6)$ (deuxième ligne noire), sont caractéristiques d'un milieu chaud ($T_k \gtrsim 15\text{ K}$) tandis que le milieu produisant les raies à bas-J, comme les raies $^{12}\text{CO}(1-0)$ (première ligne noire) ou $^{12}\text{CO}(2-1)$ (première série de triangles blancs) correspondent à une température cinétique $T_k \lesssim 10\text{ K}$. Ainsi des rapports faisant intervenir différentes raies à haut-J de ^{12}CO peuvent être utilisées pour estimer la température cinétique (T_k) du gaz moléculaire chaud et dense. C'est la Fig. 6.2 qui illustre ce point, en représentant quatre rapports de raies $^{12}\text{CO}(4-3)/^{12}\text{CO}(3-2)$ (ligne continue), $^{12}\text{CO}(6-5)/^{12}\text{CO}(3-2)$ (tirets épais), $^{12}\text{CO}(7-6)/^{12}\text{CO}(3-2)$ (pointillés) et $^{12}\text{CO}(7-6)/^{12}\text{CO}(2-1)$ (tirets fins) en fonction de la température cinétique T_k . Ces rapports de raies sont calculés sous l'hypothèse ETL (le CO est thermalisé) et si on suppose que les raies sont optiquement épaisses ($\tau \gg 1$), on a, par exemple pour le rapport $^{12}\text{CO}(4-3)/^{12}\text{CO}(3-2)$ l'expression suivante :

$$R_{43/32} = \frac{J_{\nu 43}(T_k) - J_{\nu 43}(T_{bg})}{J_{\nu 32}(T_k) - J_{\nu 32}(T_{bg})} \quad (6.6)$$

¹Dans l'approximation Rayleigh-Jeans, $J_\nu(T_k)$ est une température.

²Cette valeur est caractéristique du milieu interstellaire local.

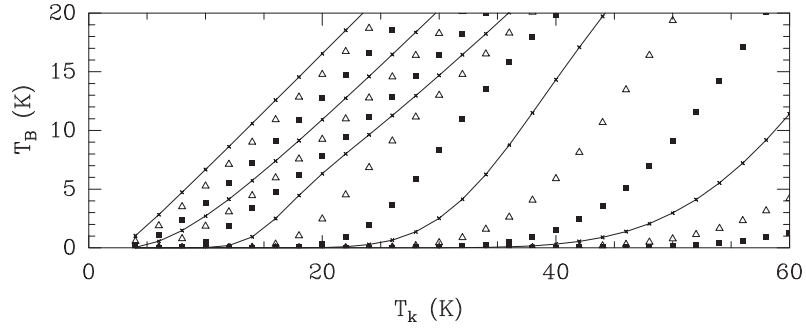


FIG. 6.1 – Température de brillance T_B (en K) en fonction de la température cinétique T_k (en K) sous l'hypothèse ETL et en supposant un facteur de remplissage du lobe principal de 1, pour une densité de colonne de $N(^{12}\text{CO}) = 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ et un $\Delta v = 1 \text{ kms}^{-1}$ (soit des raies de ^{12}CO saturées, $\tau \gg 1$), conditions typiques pour des nuages moléculaires contenus dans notre Galaxie. La courbe la plus à gauche (ligne noire) représente le $^{12}\text{CO}(1-0)$, la courbe suivante (triangles blancs) symbolise le $^{12}\text{CO}(2-1)$ tandis que la courbe en carrés noirs caractérise le $^{12}\text{CO}(3-2)$. Après viennent les courbes de $^{12}\text{CO}(4-3)$ (ligne noire), $^{12}\text{CO}(5-4)$ (triangles blancs),...jusqu'à la raie $^{12}\text{CO}(15-14)$ (carrés noirs).

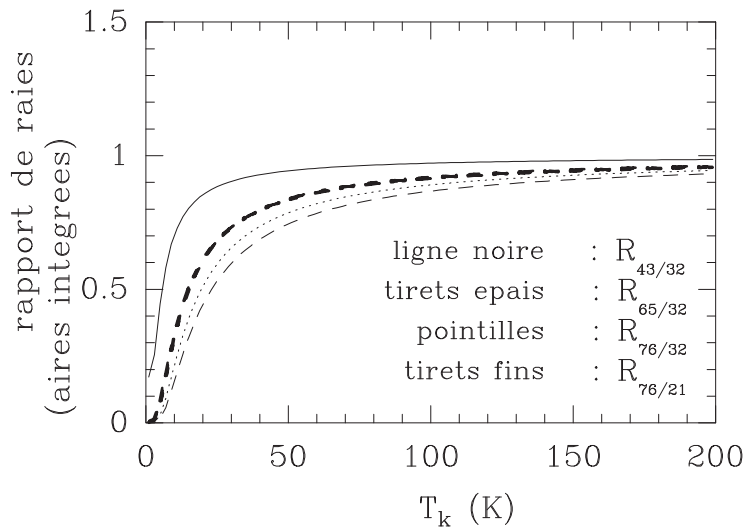


FIG. 6.2 – Température de brillance T_B (en K) en fonction de la température cinétique T_k (en K) pour les rapports de raies $R_{43/32} = ^{12}\text{CO}(4-3)/^{12}\text{CO}(3-2)$ (ligne continue), $R_{65/32} = ^{12}\text{CO}(6-5)/^{12}\text{CO}(3-2)$ (tirets épais), $R_{76/32} = ^{12}\text{CO}(7-6)/^{12}\text{CO}(3-2)$ (pointillés) et $R_{76/21} = ^{12}\text{CO}(7-6)/^{12}\text{CO}(2-1)$ (tirets fins). Voir le texte.

où $J_\nu(T_k)$ est défini par l'Eq. 6.5. La Fig. 6.2 montre que l'on a $R_{43/32} \approx 1$ pour $T_k > 30$ K tandis que les rapports $R_{65/32} \approx 1$, $R_{76/32} \approx 1$ et $R_{76/21} \approx 1$ correspondent à $T_k > 100$ K. Ceci prouve que, pour des raies optiquement épaisses, dans l'approximation ETL, les rapports de raies combinant des raies de CO avec une différence de J (niveau rotationnel) importante (comme les rapports de raies $R_{65/32}$ ou $R_{76/21}$) sont plus utiles pour contraindre la température cinétique du gaz moléculaire ($T_k \geq 50$ K) que les rapports de raies faisant intervenir des raies de niveaux rotationnels proches (comme le rapport $R_{43/32}$).

Bayet et al. [2004] ont aussi montré que, si une raie est optiquement mince et l'autre optiquement épaisse, alors le rapport de ces deux raies est inversement proportionnel à τ . C'est, par exemple, le cas des rapports de raies $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$. A condition de connaître les rapports d'abondance entre les espèces intervenant, on peut ainsi déduire $\tau(^{12}\text{CO}(1-0))$, $\tau(^{12}\text{CO}(2-1))$ et $\tau(^{12}\text{CO}(3-2))$ (voir Bayet et al. 2004 pour plus de détails).

Finalement, l'approximation ETL nous donne déjà une valeur inférieure de la température cinétique T_k du milieu nécessaire pour produire les raies de C et de CO^3 mais elle n'est pas suffisante pour évaluer les autres paramètres décrivant les propriétés physiques et chimiques des noyaux de galaxies (densité, abondances chimiques, flux FUV incident...). Cependant, elle nous permet de confirmer la pertinence des rapports sélectionnés pour contraindre les modèles. Mais elle reste une approximation assez grossière puisque que le MIS étudié ici est généralement peu dense et les effets radiatifs sont importants pour la population des niveaux rotationnels. En effet, il apparaît que cet état d'Équilibre Thermodynamique Local ne s'établit idéalement que pour une densité de matière du milieu assez élevée pour permettre que les collisions dominent l'excitation. De plus, dans cet état, les transitions des différentes raies sont thermalisées à la température cinétique du gaz. Malheureusement, la majeure partie des conditions physiques observées dans le milieu interstellaire des galaxies proches, s'éloignent de cette hypothèse ETL. Il faut, pour modéliser les signaux détectés, résoudre les équations d'équilibre statistique pour déterminer la population de chaque niveau d'énergie et simultanément résoudre l'équation du transfert radiatif qui traite de la propagation d'un rayonnement dans un milieu. C'est le chapitre suivant qui développe ces points.

³En effet ce même travail peut être réalisé pour le carbone atomique. Nous ne le présenterons pas ici pour éviter les répétitions.

CHAPITRE 7

La modélisation LVG

Sommaire

7.1	Description du modèle LVG	130
7.1.1	Détermination de la population des niveaux d'énergie	130
7.1.2	L'équation de transfert radiatif	130
7.1.3	L'approximation LVG	132
7.2	Procédure d'ajustement du modèle LVG aux observations - Détermination du meilleur modèle	134
7.2.1	Les contraintes des modèles	134
7.2.2	La procédure d'ajustement	135
7.3	Résultats obtenus sur notre échantillon de galaxies	142
7.3.1	Les paramètres physiques du meilleur modèle	142
7.3.2	Les taux de refroidissement déduits	145
7.3.3	La contribution des raies aux taux de refroidissement prédits	145
7.3.4	Prédictions des modèles	146
7.4	Résumé des modèles LVGs	151

Sous l'hypothèse ETL, la température de brillance (émission des raies) se déduit facilement de la température cinétique T_k du milieu (voir la Fig. 6.1). Dans ce cadre, la population des niveaux d'énergie des molécules étudiées suit une distribution de Boltzmann, caractérisée par la température cinétique du milieu (T_k). T_k décrit aussi l'agitation thermique microscopique des molécules contenues dans le milieu. Localement, l'agitation macroscopique des molécules (due à la turbulence du milieu ou à des écoulements à grande échelle) contribue à la dispersion de vitesses. Les profils de raies sont proches d'une gaussienne mais dont la largeur est supérieure à la largeur thermique (correspondant à la température cinétique). Le problème est traité localement.

En réalité, et même pour un milieu homogène, le problème est loin d'être local (considéré comme tel dans l'approximation ETL) et les émissions qui émergent d'un point sont en fait fonction du peuplement des niveaux des molécules situées en un autre point, à cause de l'excitation radiative, qui contribue en plus des collisions. Pour pouvoir estimer au mieux non seulement la température physique des milieux étudiés, mais aussi leur densité de gaz, leur densité de colonne, les rapports d'abondance..., il faut une méthode plus sophistiquée que l'approximation ETL : dans ce chapitre, nous décrivons le **modèle LVG** (*Large Velocity Gradient*).

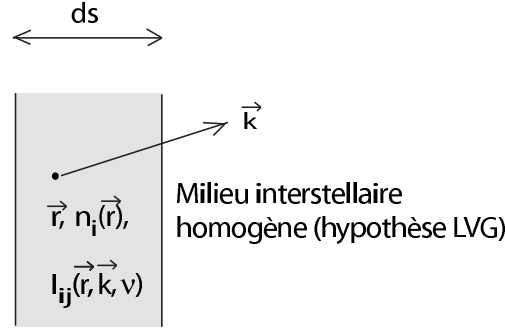


FIG. 7.1 – Schéma présentant les notions utilisées dans la détermination de la population des niveaux d'énergie et dans la résolution de l'équation de transfert radiatif.

7.1 Description du modèle LVG

Pour essayer de décrire le mieux possible les conditions physiques et chimiques du milieu interstellaire contenu dans les noyaux de galaxies à partir d'observations spectroscopiques d'une molécule, il faut non seulement résoudre les équations du transfert radiatif mais aussi résoudre les équations d'équilibre statistique qui déterminent le peuplement des niveaux de transitions de chaque molécule.

7.1.1 Détermination de la population des niveaux d'énergie

Pour déterminer les populations des niveaux (représentées par $n_i(\vec{r})$ en cm^{-3} pour chaque niveau i , en chaque point \vec{r} de la région considérée, voir la Fig. 7.1), on se sert des équations d'équilibre statistique qui tiennent compte, pour chaque niveau, des transitions possibles entre les états d'énergie (rotation, vibration et électronique) de la molécule, en faisant une hypothèse de stationnarité : $\frac{dn_i(\vec{r})}{dt} = 0$ soit

$$\frac{dn_i(\vec{r})}{dt} = -n_i(\vec{r}) \sum_{j \neq i} [R_{ij}(\vec{r}) + C_{ij}(\vec{r})] + \sum_{j \neq i} n_j(\vec{r}) [R_{ji}(\vec{r}) + C_{ji}(\vec{r})] = 0 \quad (7.1)$$

où C_{ij} et R_{ij} sont respectivement les probabilités de transition collisionnelle et radiative entre les niveaux i et j d'une molécule. Les probabilités collisionnelles (C_{ij}) sont définies à partir des sections efficaces de collisions entre les particules responsables de l'excitation, et sont proportionnelles à la densité de particules (H_2 , H et éventuellement les électrons, suivant le milieu étudié). Les probabilités de transition radiative (R_{ij}) s'expriment en fonction des coefficients d'Einstein d'émission spontanée (A_{ij}) et, d'émission et d'absorption induite (B_{ij} et B_{ji}) et de l'intensité $I(\nu)$ à la position considérée. Voir pour plus de détails la thèse de J. Rodriguez Goicoechea (2003) et le livre de J. Lequeux (2002¹).

7.1.2 L'équation de transfert radiatif

L'équation de transfert radiatif traduit quant à elle la propagation d'un rayonnement à travers un milieu. Elle décrit la variation de l'intensité spécifique ($I_{ij}(\vec{r}, \vec{k}, \nu)$) de ce rayonnement à travers une infime tranche ds de ce milieu (voir la Fig 7.1) telle que :

¹"Le milieu interstellaire", SAVOIRS ACTUELS, EDP Sciences, CNRS Editions.

$$\frac{dI_{ij}(\vec{r}, \vec{k}, \nu)}{ds} = j_{ij}(\vec{r}, \vec{k}, \nu) - \alpha_{ij}(\vec{r}, \vec{k}, \nu) \cdot I_{ij}(\vec{r}, \vec{k}, \nu) \quad (7.2)$$

où α_{ij} (en cm^{-1}) est le coefficient d'absorption qui représente l'atténuation du rayonnement se propageant dans la direction \vec{k} depuis la position \vec{r} et où j_{ij} est le coefficient d'émission.

Dans l'Eq. 7.2, on peut introduire une quantité souvent utilisée, la profondeur optique différentielle définie par $d\tau_{ij}(\vec{r}, \vec{k}, \nu) = \alpha_{ij}(\vec{r}, \vec{k}, \nu)ds$. Si on utilise cette variable, l'Eq. 7.2 s'exprime alors sous la forme suivante :

$$\frac{dI_{ij}(\vec{r}, \vec{k}, \nu)}{d\tau_{ij}(\vec{r}, \vec{k}, \nu)} = S_{ij}(\vec{r}, \vec{k}, \nu) - I_{ij}(\vec{r}, \vec{k}, \nu) \quad (7.3)$$

où $S_{ij}(\vec{r}, \vec{k}, \nu)$ représente la fonction source, qui est définie comme $S_{ij}(\vec{r}, \vec{k}, \nu) = \frac{j_{ij}(\vec{r}, \vec{k}, \nu)}{\alpha_{ij}(\vec{r}, \vec{k}, \nu)}$.

Cette équation nous montre que l'intensité du rayonnement est a priori une fonction non-locale des coefficients d'émission et d'absorption de la matière (à travers la fonction source).

Pour trouver la solution de l'équation de transfert radiatif, il faut intégrer l'Eq. 7.3. Or, l'intégrale de l'Eq. 7.3 est difficilement résoluble sauf si on se restreint à certains cas particuliers (des hypothèses doivent alors être émises). On peut supposer, par exemple, que la région considérée est homogène et isotherme et donc que $S_\nu = B_\nu(T_k)$ soit $T_{ex,ij}=T_k$ est uniforme dans le milieu considéré. La fonction source est alors constante et on retrouve le cas de l'approximation ETL. Avec l'Eq. 7.3, on peut aussi étudier les cas d'une transition optiquement mince ($\tau_{ij} \ll 1$) ou optiquement épaisse ($\tau_{ij} \gg 1$) d'une molécule.

On peut aussi simplifier les Eqs. 7.1 à 7.3 en étudiant le cas d'une molécule à seulement deux niveaux : i, niveau haut et j, niveau bas. L'équilibre statistique est résolu alors facilement (voir la thèse de J. Rodriguez Goicoechea 2003 et le livre de J. Lequeux pour le détail des calculs suivants²) avec :

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp - \frac{h\nu_{i,j}}{k_b T_{ex}} \quad (7.4)$$

où g_j est le poids statistique du niveau j (ou dégénérescence du niveau j)³.
et

$$T_{ex} = \frac{T_k}{1 + \frac{kT_k}{h\nu_{i,j}} \ln(1 + \frac{A_{ij}}{C_{ij}})} \quad (7.5)$$

²Comme il est rappelé dans l'introduction de la Partie 2, on ne développera pas tous les calculs utilisés dans cette modélisation.

³Pour la molécule CO, on a $g_j = 2J+1$

Dans cette expression (Eq. 7.5), la température d'excitation (T_{ex}) de la transition dépend de la température cinétique du gaz. On retrouve la thermalisation des niveaux ($T_{ex} = T_k$) quand $A_{ij} \ll C_{ij}$, C_{ij} étant proportionnel à la densité du milieu, on retrouve le cas ETL aux fortes densités. De plus, cette expression nous montre que si dans la région étudiée, il existe un gradient de température cinétique et/ou un gradient de densité alors la température d'excitation des transitions de la molécule étudiée ne sera plus uniforme. On a aussi dans le cas d'une molécule à seulement deux niveaux : i, niveau haut et j, niveau bas, une fonction source de la forme :

$$S_{i,j}(\vec{r}, \vec{k}, \nu) = \frac{2h\nu_{i,j}^3}{c^2} [\exp(-\frac{h\nu_{i,j}}{k_b T_{ex,i,j}(\vec{r})}) - 1]^{-1} \quad (7.6)$$

7.1.3 L'approximation LVG

Une résolution numérique itérative non seulement de l'équation de transfert radiatif dans sa forme générale (Eq. 7.3) mais aussi des équations d'équilibre statistique (Eq. 7.1) peut être très gourmande en ressources informatiques : plus d'un an en terme de temps de calcul et une capacité de stockage des données énorme sont nécessaires (pour un pc de bureau classique). Ceci n'étant pas envisageable, il faut donc faire appel à quelques hypothèses simplificatrices pour résoudre ces équations en conservant des coûts raisonnables. L'approximation de Sobolev est à cet égard une des techniques les plus utilisées dans le domaine de l'Astrophysique Moléculaire. C'est vers la fin des années 50 que cette approximation fut pour la première fois utilisée (Sobolev 1958, 1960) et appliquée un peu plus tard aux émissions atomiques provenant des enveloppes circumstellaires (Castor 1970).

L'hypothèse principale est l'existence d'un très grand gradient en vitesse dans le milieu considéré (d'où l'expression LVG : *Large Velocity Gradient*) qui permet de découpler radiativement les points physiquement rapprochés (effet Doppler). On suppose aussi que si, dans la région considérée, il y a des points couplés radiativement⁴ (par d'autres effets), alors les conditions physiques pour tous ces points (T_k , $n(\text{H}_2)$ et les abondances moléculaires) sont égales, de façon à ce que les populations des différents niveaux d'énergie de la molécule contenue dans cette région ne varient alors pas. Ces hypothèses permettent de revenir à un problème local. La fonction source ne dépend plus que des populations des niveaux d'énergie (Voir les Eqs. 7.1 et 7.6). De plus, les photons qui s'échappent de la région ainsi décrite, arrivent directement à l'observateur grâce à l'hypothèse de découplage (pas d'absorption possible). Dans ce formalisme, bien que le problème reste toujours non linéaire, il devient maintenant local.

La géométrie la plus souvent utilisée dans l'approximation LVG est la géométrie sphérique (voir la Fig. 7.2). En effet, elle permet de ramener le problème à une seule variable (\vec{r}) et elle convient, en première approximation, à la forme des nuages moléculaires interstellaires. Cette géométrie est particulièrement adaptée pour modéliser les nuages moléculaires sphériques contenant une étoile centrale. Elle permet aussi (et surtout) de simplifier l'équation de transfert radiatif (Eq. 7.2 ou Eq. 7.3) en la ramenant à un nombre restreint de paramètres à déterminer.

L'approximation LVG en symétrie sphérique reste valide tant que la distance de Sobolev D_{Sob} reste plus petite que la longueur typique dans la région considérée, sur laquelle les conditions physiques et le peuplement des niveaux ne varient pas beaucoup. Par définition, la distance de Sobolev est calculée à partir du décalage Doppler en fréquence (ν) d'une raie moléculaire de fréquence (ν_{ij}) émise par un gaz dont le champ de vitesse est $v(\vec{r})$. On a alors

⁴Par exemple, l'intensité du rayonnement émis en un point \vec{r} est absorbée par un point $\vec{r'}$ avant de s'échapper de la région considérée.

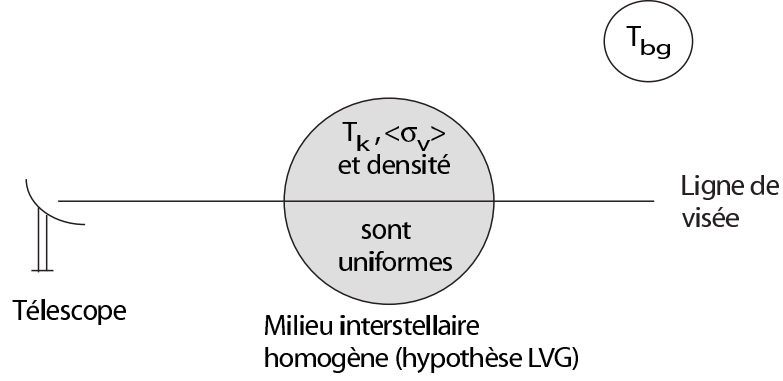


FIG. 7.2 – Schéma représentant les hypothèses émises dans la modélisation LVG. $\langle \sigma_v \rangle$ correspond à la dispersion moyenne des vitesses et T_{bg} représente la température du corps noir cosmologique à 2.7 K.

$\nu = \nu_{ij}(1 - \frac{v_z}{c})$ le long de la ligne de visée. Cette fréquence varie le long de la ligne de visée (z). Le gradient s'exprime comme :

$$\left| \frac{\Delta \nu}{\Delta z} \right| = \frac{\nu_{ij}}{c} \left(\frac{\Delta v_z}{\Delta z} \right) = \frac{\nu_{ij}}{c} \left| \frac{dv_z}{dz} \right| \quad (7.7)$$

et

$$D_{Sob.}^{-1} = \frac{\nu_{ij}}{c} \left(\frac{\Delta v_z}{\Delta z} \right) \frac{1}{\Delta \nu} \quad (7.8)$$

où $\Delta \nu$ est la variation du décalage en fréquence Doppler (ν). Les relations 7.7 et 7.8 montrent que, plus le gradient de vitesse est important (suivant la coordonnée z), plus la distance de Sobolev sera petite et, meilleure sera la validité de l'approximation LVG (*Large Velocity Gradient*).

L'approximation LVG en symétrie sphérique représente un modèle satisfaisant pour les objets étudiés ici puisque ce sont des régions chaudes et denses (MIS) situées dans les noyaux de galaxies et que le moment dipolaire de la molécule CO est faible. Dans ces régions, les effets non-locaux du transfert radiatif restent mineurs et les hypothèses énumérées plus haut restent valides.

À l'heure actuelle, les modèles LVG utilisent des méthodes numériques itérative pour résoudre les différentes équations impliquées dans ce type de modélisation (Eqs. 7.1 à 7.3). Je ne détaillerai pas les étapes du travail de programmation mais pour plus d'information, le lecteur pourra se reporter au travail de thèse effectué par J. Rodriguez Goicoechea (2003). Ici, nous avons utilisé les modèles de transfert radiatif développés par M. Pérault à partir des travaux de Goldreich & Kwan [1974], de Jong et al. [1975] où la source est modélisée en une seule composante standard sphérique dans laquelle la température et la densité sont considérées comme uniformes (voir la Fig. 7.2).

7.2 Procédure d'ajustement du modèle LVG aux observations - Détermination du meilleur modèle

7.2.1 Les contraintes des modèles

Dans la Partie 1 Chap. 4, on détermine les rapports de raies qui peuvent mieux caractériser le gaz moléculaire chaud et dense contenu dans les galaxies. Cependant, d'une galaxie à l'autre, l'échantillon de raies détectées avec le *CSO*, varie légèrement. Les rapports de raies utilisés pour contraindre les modèles LVGs (et PDRs, voir la Partie 2 Chap. 8) ne sont donc pas strictement les mêmes pour toutes les cibles. Ainsi :

- ◇ Pour la galaxie des Antennes (NGC 4038 et Overlap), les rapports d'aires intégrées (A en K km s^{-1}) utilisés sont donc : $\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$, $\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$ et $\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$. Les observations de NGC 4038 et Overlap en $^{12}\text{CO}(4-3)$ et en $^{12}\text{CO}(7-6)$ souffrent d'une grande incertitude sur la valeur de A_{obs} (aires intégrées observées). C'est pourquoi, les rapports faisant intervenir le $^{12}\text{CO}(4-3)$ et le $^{12}\text{CO}(7-6)$ ne sont pas utilisés pour contraindre les modèles LVGs. En effet, le rapport S/B du $^{12}\text{CO}(4-3)$ et du $^{12}\text{CO}(7-6)$ sont les plus faibles parmi toutes les détectations obtenues sur NGC 4038 et Overlap (Voir les Figs. 7.9 et 7.10 où par exemple, les intensités du $^{12}\text{CO}(4-3)$ apparaissent significativement trop faibles pour les deux galaxies et voir les Tables 4.3 et 4.4 dans les annexes du Chap. 4 de la Partie 2). La grande incertitude sur la valeur de $^{12}\text{CO}(4-3)$ est probablement dû au fait que NGC 4038 et Overlap ont des vitesses V_{LSR} grandes (1634 km s^{-1} et 1510 km s^{-1} respectivement, voir la Table 3.1 dans la Partie 1 Chap. 3) ce qui provoque un fort décalage de la fréquence de la raie observée. Or, un détecteur a une bande en fréquence limitée (Voir la Partie 1 Chap. 2) avec une réponse optimum au centre de la bande. Dans cette configuration (détecteur à 492 GHz au *CSO* pour des objets à V_{LSR} grande), on observe la raie sur le bord du détecteur. A cet endroit, le gain du récepteur étant plus faible, la mesure sera de moins bonne qualité (davantage de bruit contamine la détection et des possibilités d'erreur systématique pour l'étalonnage apparaissent). Pour ces mêmes sources, mais dans d'autres raies, nous ne sommes pas confronté à ce problème puisque les fréquences observées sont différentes et les récepteurs utilisés n'ont pas les mêmes caractéristiques. Cependant, on peut aussi remarquer, dans une moindre mesure, que le $^{12}\text{CO}(7-6)$ pour NGC 4038 et Overlap présente aussi un faible S/B. Ceci est probablement dû à une déviation du pointage et non un problème de gain des récepteurs. En effet, le pointage à 806 GHz est particulièrement délicat à effectuer car cette transition de ^{12}CO est beaucoup moins intense que les autres raies à plus bas-J du CO comme le $^{12}\text{CO}(3-2)$. De plus, en l'absence de planètes (ce qui peut arriver quelquefois au cours d'une session d'observation) le pointage du télescope peut s'avérer moins précis et il peut donc plus facilement dévier. Pour les sources de pointage du *CSO*, le bruit du système est aussi plus élevé. La valeur de l'aire intégrée observée est ainsi de moins bonne qualité (plus grande erreur sur la valeur). Par ailleurs, dans la Table 7.1, pour NGC 4038 et Overlap, on ne donne pas la valeur du rapport $\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$ car aucune observation en $^{13}\text{CO}(1-0)$ n'a pu être trouvée dans la littérature. Ceci ne gêne en rien le travail de modélisation puisque ce rapport n'est pas utilisé comme contrainte.
- ◇ Pour Henize 2-10, IC 10, IC 342 et NGC 253, nous avons utilisé les rapports d'aires intégrées suivants : $\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(4-3)}$, $\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$, $\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$, $\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$ et $\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$. Pour ces sources, les détectations ont une incertitude faible ($\leq 20\%$). Dans le cas de IC 10, l'observation de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ n'a pas pu être effectuée ni trouvée dans la littérature, le rapport $\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$ ne peut donc pas apparaître dans la Table 7.2. Ceci ne gêne en rien

le travail de modélisation puisque ce rapport n'est pas utilisé comme contrainte.

- ◊ Pour les galaxies M 83 et NGC 6946, nous n'avons pas observé la raie $^{12}\text{CO}(7-6)$ donc nous avons utilisé les rapports suivants pour contraindre les modèles : $\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(4-3)}$, $\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$, $\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$ et $\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$. Par ailleurs, dans la Table 7.1, pour M 83, on ne donne pas la valeur du rapport $\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$ car aucune observation en $^{13}\text{CO}(1-0)$ n'a pu être trouvée dans la littérature ou directement mesurée. Ceci ne gêne en rien le travail de modélisation puisque ce rapport n'est pas utilisé comme contrainte.

Le lecteur attentif aura noté que pour les sources NGC 253 et Henize 2-10, le travail présenté dans ce manuscrit diffère légèrement de celui contenu dans Bayet et al. [2004]. En effet, de nouvelles observations ont été obtenues depuis et ont été ajoutées aux anciennes mesures (on notera les différences entre les valeurs des raies $^{12}\text{CO}(6-5)$ et $^{12}\text{CO}(7-6)$ pour les deux galaxies dans les Tables 2 et 3 de Bayet et al. [2004] et dans les Tables 4.2 et 4.3 présentées dans les annexes de la Partie 1 Chap. 4). Dans ces mêmes tables, les valeurs de raies $^{12}\text{CO}(1-0)$ et $^{12}\text{CO}(2-1)$ issues de la littérature, pour Henize 2-10 ne sont pas non plus similaires. En effet, une nouvelle et plus récente analyse de ces données a été entreprise et explique ces différences. En conséquence, les rapports utilisés pour contraindre les modèles LVGs (et PDRs) pour NGC 253 et Henize 2-10, diffèrent légèrement, et ce pour les raisons précédemment citées. Les résultats présentés ici sont donc plus récents mais restent en bon accord avec les résultats énoncés dans Bayet et al. [2004]. Les conclusions décrites dans Bayet et al. [2004] pour Henize 2-10 et NGC 253 sont également ici retrouvées et confirmées sur un plus grand nombre de noyaux de galaxies (davantage de sources étudiées).

7.2.2 La procédure d'ajustement

Pour chaque galaxie de notre échantillon, on va appliquer la modélisation LVG. En comparant les prédictions (rapports de raies déduits des modèles) avec les observations (rapports de raies présentés précédemment), on va isoler le modèle qui reproduit le mieux celles-ci (ou meilleur modèle). Pour trouver ce modèle LVG, il faut donc réaliser cette comparaison pour le plus grand nombre de modèles possibles.

Les rapports de raies modélisés vont être obtenus, pour chaque source, en fonction des conditions physiques initiales introduites dans les modèles LVGs. En effet, un modèle LVG est défini par les paramètres d'entrée suivants : les caractéristiques spectroscopiques de la molécule étudiée (niveaux d'énergie, probabilités de transitions, coefficients de collisions,...), le nombre de transitions souhaité, la température cinétique (T_k) du gaz, la densité ($n(\text{H}_2)$) du gaz et la densité de colonne de l'espèce étudiée (symbolisée par X) divisée par la largeur en vitesse soit ($N(X)/\Delta v$). Pour chaque jeu de paramètres (molécule, transition, T_k , $n(\text{H}_2)$ et $N(X)/\Delta v$), le modèle LVG prédit un jeu d'aires intégrées (A_{mod}). Précisément, chaque modèle prédit les A_{mod} des transitions $^{12}\text{CO}(1-0)$ à $^{12}\text{CO}(15-14)$ pour les modèles dédiés au ^{12}CO et prédit les A_{mod} des transitions $^{13}\text{CO}(1-0)$ à $^{13}\text{CO}(6-5)$ pour les modèles axés sur le ^{13}CO . On combine alors toutes ces valeurs (calculs des rapports de raies prédits) puis on les compare aux valeurs observées.

Pour optimiser l'ajustement d'un modèle aux données (la molécule étudiée étant fixée), il faut explorer l'espace des triplets (T_k , $n(\text{H}_2)$, $N(X)/\Delta v$) ; **chaque triplet** décrivant **un** modèle LVG. On a ainsi obtenu 2 854 933 modèles dans une large gamme de paramètres d'entrée : $10 \text{ K} < T_k < 255 \text{ K}$ par pas de 5 K ; $10 \text{ cm}^{-3} < n(\text{H}_2) < 10^7 \text{ cm}^{-3}$ et, pour les raies de monoxyde de carbone, $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} < N(^{12}\text{CO}) < 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. L'ensemble des modèles LVGs pour le ^{13}CO utilise la même gamme de température et de densité mais de plus

TAB. 7.1 – rapports des aires intégrées (A en Kkms^{-1}) observées et prédites (issues du “meilleur” modèle LVG) pour M 83, NGC 6946 et les deux positions dans la galaxie des Antennes (NGC 4038 et Overlap). Nous avons réuni ces quatre sources, deux par deux, car d’une part, M 83 et NGC 6946 et, d’autre part NGC 4038 et Overlap, utilisent les mêmes rapports de raies pour contraindre les modèles.

A (Kkms^{-1})	M 83 observations*	NGC 6946 observations*	NGC 4038 observations*	Overlap observations*
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(4-3)}$	1.1 ± 0.4^a	1.5 ± 0.1^a	2.5 ± 1.4	4.8 ± 2.7
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	1.3 ± 0.4^a	3.2 ± 0.7^a	1.7 ± 0.3^a	2.8 ± 1.3^a
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	-	-	31.1 ± 24.7	21.8 ± 17.7
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	1.3 ± 0.1^a	4.1 ± 0.9^a	1.6 ± 0.5^a	2.4 ± 1.4^a
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	-	-	30.4 ± 28.9	18.4 ± 17.5
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$	8.5 ± 2.6^a	17.1 ± 2.0^a	18.0 ± 11.0^a	$25.0 \pm 8.0^{a,b}$
$\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$	-	11.1 ± 4.4	-	-
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{13}\text{CO}(2-1)}$	3.4 ± 0.4	20.7 ± 4.6	15.1 ± 6.2	16.5 ± 6.6
	modèle LVG $T_K = 70 \text{ K}$	modèle LVG $T_K = 145 \text{ K}$	modèle LVG $T_K = 40 \text{ K}$	modèle LVG $T_K = 145 \text{ K}$
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(4-3)}$	1.1	1.4	1.1	1.2
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	1.3	4.2	1.7	2.8
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	1.7	10.6	3.0	6.2
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	1.3	4.9	1.5	2.4
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	1.6	12.3	2.7	5.2
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$	8.3	16.5	17.4	25.1
$\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$	25.7	20.4	34.4	38.1
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{13}\text{CO}(2-1)}$	13.0	13.0	23.0	29.2

* : rapports déduits des observations marquées d’un astérisque dans la Table 4.4, située dans les annexes de la Partie 1 Chap. 4; ^a : valeurs utilisées comme contraintes pour les modèles LVGs (voir le texte); ^b : Voir la Table 2 dans Zhu et al. [2003]; - : valeurs non observées et non trouvées dans la littérature.

TAB. 7.2 – rapports des aires intégrées (A en Kkms^{-1}) observées et prédites (issues du “meilleur” modèle LVG) pour Henize 2-10, IC 10, IC 342 et NGC 253. Nous avons regroupé dans cette table ces quatre galaxies puisque les mêmes rapports (voir la première colonne) ont été utilisés pour contraindre les modèles LVGs et déduire le meilleur modèle (voir le texte).

A (Kkms^{-1})	Henize 2-10 observations*	IC 10 observations*	IC 342 observations*	NGC 253 observations*
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(4-3)}$	1.1 ± 0.4^a	1.8 ± 0.3^a	1.8 ± 0.2^a	0.8 ± 0.3^a
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	2.3 ± 0.9^a	2.2 ± 0.4^a	4.1 ± 0.4^a	1.5 ± 0.6^a
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	2.5 ± 1.0^a	7.0 ± 1.9^a	11.7 ± 1.3^a	2.8 ± 1.1^a
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	3.6 ± 1.0^a	8.7 ± 3.7^a	18.3 ± 1.8^a	3.6 ± 1.1^a
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$	8.9 ± 4.1^a	10.3 ± 2.1^a	5.5 ± 0.7^a	9.1 ± 3.1^a
$\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$	15.3 ± 5.7	-	11.3 ± 0.4	11.5 ± 2.2
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{13}\text{CO}(2-1)}$	19.2 ± 5.8	15.4 ± 6.2	10.9 ± 0.5	13.0 ± 3.0
	modèle LVG $T_K = 140 \text{ K}$	modèle LVG $T_K = 25 \text{ K}$	modèle LVG $T_K = 45 \text{ K}$	modèle LVG $T_K = 45 \text{ K}$
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(4-3)}$	1.2	1.2	1.3	1.1
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	2.0	2.6	4.1	1.7
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	3.2	8.0	14.5	3.2
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	2.5	8.7	16.7	3.1
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$	8.3	10.4	6.2	11.7
$\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$	14.9	26.2	4.6	28.7
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{13}\text{CO}(2-1)}$	7.8	13.1	3.9	16.4

* : rapports déduits des observations marquées d’un astérisque dans la Table 4.4, située dans les annexes de la Partie 1 Chap. 4 ; ^a : valeurs utilisées comme contraintes pour les modèles LVGs (voir le texte) ; - : valeurs non observées et non trouvées dans la littérature.

faible densités de colonne. Nous avons utilisé un rapport d'abondance $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO} = 40^5$ donc l'intervalle en $N(^{13}\text{CO})$ vaut : $\frac{1 \times 10^{16}}{40} \text{ cm}^{-2} < N(^{13}\text{CO}) < \frac{1 \times 10^{20}}{40} \text{ cm}^{-2}$ soit $2.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} < N(^{13}\text{CO}) < 2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$. Pour arrondir, l'intervalle étudié a été $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} < N(^{13}\text{CO}) < 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. Pour chaque noyau de galaxie étudié, la largeur à mi-hauteur de la raie la plus souvent mesurée ($^{12}\text{CO}(3-2)$) a été choisie comme estimation de la dispersion en vitesse (Δv). Pour chaque galaxie, la valeur de (Δv) est répertoriée dans la Table 7.3). Ainsi, on ne donne pas directement les intervalles en $N(X)/\Delta v$ ($N(^{12}\text{CO})/\Delta v$ et $N(^{13}\text{CO})/\Delta v$) puisqu'ils varient selon la source, mais on présente plutôt l'intervalle général en $N(X)$.

Comme pourra le remarquer le lecteur, nous n'avons pas travaillé sur la modélisation du carbone atomique C mais uniquement sur le monoxyde de carbone (^{12}CO et ^{13}CO) car pour la majeure partie des sources observées, plusieurs raies de ^{12}CO et de ^{13}CO ont été obtenues tandis qu'une seule raie de C a pu être détectée. Ceci représente pour cette dernière espèce, un nombre insuffisant de transitions pour contraindre correctement les modèles.

Un lourd travail d'analyse des prédictions (A_{mod}) et de calculs de rapports de raies a donc, par la suite, été entrepris. La combinaison des prédictions des modèles, ainsi que l'optimisation de la comparaison des dits modèles aux observations ont été effectués avec la plus grande attention.

Parmi tous les triplets (T_k , $n(\text{H}_2)$, $N(X)/\Delta v$), on isole celui qui reproduit le mieux les observations grâce à une méthode des moindres carrés (χ^2). Cette méthode consiste à calculer les différences existant entre chaque rapport observé et prédit *en tenant compte des erreurs sur les rapports observés* (voir l'Eq. 7.9). Seules les erreurs sur les rapports observés soit les erreurs sur les A_{obs} sont alors pris en compte⁶. On utilise la formule suivante :

$$\chi^2 = \frac{N}{1} \sum_n^1 \left[\frac{(rap_{n,obs} - rap_{n,mod})^2}{err_{n,obs}^2} \right] \quad (7.9)$$

où n symbolise le $n^{\text{ième}}$ rapport, N représente le nombre total de rapports (ou contraintes) utilisés (4 à 5 suivant les sources) et où $rap_{n,obs}$ (ou mod) désigne le $n^{\text{ième}}$ rapport observé (respectivement, modélisé) et $err_{n,obs}$ correspond à l'erreur du $n^{\text{ième}}$ rapport observé. Pour utiliser la méthode des moindres carrés, il faut que les rapports intervenant dans l'Eq. 7.9 soient indépendants les uns des autres. Les redondances dans les calculs sont ainsi évitées, on n'accorde pas plus de poids à une observation qu'à une autre (seules les erreurs des observations interviennent).

Pour déterminer le meilleur modèle, on trie les χ^2 obtenus par l'Eq. 7.9 et on cherche parmi ces valeurs laquelle est la plus petite : c'est la minimisation par les moindres carrés. Cette valeur minimale est appelée χ_{min}^2 . Il n'existe qu'une seule valeur de χ_{min}^2 par source, qui correspond à un seul modèle donc un seul jeu de paramètres (T_k , $n(\text{H}_2)$, $N(^{12}\text{CO})/\Delta v$, $N(^{13}\text{CO})/\Delta v$). C'est ce modèle qui doit *théoriquement* reproduire le mieux les observations.

Cependant, en regardant plus attentivement les résultats de cette minimisation, il s'avère que plusieurs modèles peuvent, suivant les sources, être plus ou moins le(s) meilleur(s) modèle(s). En effet pour ces modèles, la différence entre le χ^2 et le χ_{min}^2 est très faible. Pour décrire la répartition des modèles autour du χ_{min}^2 , on a calculé pour chaque modèle la valeur suivante : $\Delta\chi^2 = |\chi^2 - \chi_{min}^2|$. On compare alors la répartition des $\Delta\chi^2$ à travers des graphiques T_k en fonction de $\Delta\chi^2$, $n(\text{H}_2)$ en fonction de $\Delta\chi^2$ ou encore $N(^{12}\text{CO})/\Delta v$ en fonction

⁵Le choix de ce rapport est discuté et justifié dans Bayet et al. [2004, 2005].

⁶Pour calculer cette erreur, on utilise la formule suivante : soient deux valeurs $A \pm \delta A$ et $B \pm \delta B$ alors l'erreur commise sur le rapport A/B vaut : $\delta(A/B) = A/B \times (\delta A/A + \delta B/B)$, voir les Tables 7.1 et 7.2.

de $(\Delta\chi^2)^7$.

Il apparaît plus commode pour l'interprétation de ces courbes de tracer des isocontours de $\Delta\chi^2$ dans un graphique T_k en fonction de $n(\text{H}_2)$ en fixant la valeur de $N(^{12}\text{CO})/\Delta v$ ⁷. Pratiquement, on ne fixe pas *une* valeur en $N(^{12}\text{CO})/\Delta v$ mais un *intervalle* de valeurs pour que le nombre de points utilisés pour tracer les isocontours soit suffisant (chaque point correspond à un modèle LVG). En effet, tous les points forment une grille mais qui n'est pas toujours régulière dans l'espace des paramètres $(T_k, n(\text{H}_2))$. Pour tracer les isocontours, nous avons donc recours à une interpolation des points manquants. Si le nombre de points de la grille est insuffisant, l'interpolation devient incorrecte voire impossible. Il faut donc une grille de points assez serrée en T_k et en $n(\text{H}_2)$ pour avoir des isocontours représentatifs. L'intervalle en $N(^{12}\text{CO})/\Delta v$ reste évidemment toujours centré sur la valeur de $N(^{12}\text{CO})/\Delta v$ du meilleur modèle (χ_{min}^2).

Les Figs. 7.3 et 7.4 présentent ainsi les isocontours de $\Delta\chi^2$ pour les noyaux de M 83 (en haut à gauche de la Fig. 7.3), de NGC 6946 (en haut à droite de la Fig. 7.3), d'Overlap (en bas à gauche de la Fig. 7.3), de Henize 2-10 (en bas à droite de la Fig. 7.3), de NGC 4038 (en haut à gauche de la Fig. 7.4), de NGC 253 (en haut à droite de la Fig. 7.4), de IC 10 (en bas à gauche de la Fig. 7.4) et de IC 342 (en bas à droite de la Fig. 7.4). L'intervalle en $N(^{12}\text{CO})/\Delta v$ est spécifié sur chaque graphique (en haut) et est centré sur la valeur répertoriée dans la Table 7.3. Ces figures n'ont pas toutes les mêmes échelles en abscisse et en ordonnée ; ces échelles sont adaptées à chaque source. Dans ces graphiques, on s'est limité aux modèles $(T_k, n(\text{H}_2), N(^{12}\text{CO})/\Delta v)$ ayant $\Delta\chi^2 < 4$ (modèles proches à 2σ du meilleur modèle représenté par le dernier isocontour, voir les Figs. 7.3 et 7.4). On remarquera que le fait de se fixer un intervalle en $N(^{12}\text{CO})/\Delta v$ centré autour de la valeur issue du meilleur modèle, et de ne prendre que les modèles ayant un $\Delta\chi^2 < 4$, soustrait à l'espace des paramètres $(T_k, n(\text{H}_2))$, un certain nombre de modèles (par exemple ceux tels que $n(\text{H}_2) > 1 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ou certains qui ont $T_k \lesssim 20\text{K}$). Ces derniers modèles ne représentent donc pas correctement les conditions physiques du milieu étudié. De même, il paraît difficile d'avoir des températures cinétiques telles que $T_k > 200\text{K}$ à l'échelle observée pour ces galaxies (voir la Partie 2 Chap. 8). Tous ces modèles sont donc soit exclus naturellement de la procédure d'ajustement des données (pas d'isocontours tracé pour des modèles ayant un $\Delta\chi^2 > 4$) soit à exclure manuellement par la suite (comme par exemple pour NGC 6946, les zones les plus sombres ne peuvent pas être acceptées comme des zones de meilleurs modèles).

L'étude détaillée de chaque figure est particulièrement intéressante : les zones les plus sombres sont celles qui correspondent aux modèles qui reproduisent le mieux les observations, puisque ce sont les modèles qui ont les $\Delta\chi^2$ les plus faibles (voir les valeurs des isocontours sur les graphes). Autrement dit, dans ces zones, les modèles ont un χ^2 très proche du χ_{min}^2 . Les triplets $(T_k, n(\text{H}_2), N(^{12}\text{CO})/\Delta v)$ définissant ces modèles sont donc les caractéristiques physiques qui sont les plus réalistes pour décrire les propriétés du milieu étudié (gaz moléculaire chaud et dense). Si on étudie plus précisément la forme de ces zones de meilleurs modèles, on distingue trois "types" de zones : celles décrites par M 83, NGC 6946, Overlap et Henize 2-10 (voir la Fig. 7.3), celles qui concernent NGC 4038, NGC 253 et IC 10, et enfin la zone de $\Delta\chi^2$ minimum de IC 342 (en bas à droite de la Fig. 7.4). Les isocontours de $\Delta\chi^2$ du premier groupe de galaxies sont plutôt allongés suivant la température cinétique tandis que ceux du deuxième groupe de noyaux semblent davantage étendus en densité. Mais encore, ces zones de

⁷On rappelle que l'on a supposé un rapport d'abondance de 40 soit $\frac{^{12}\text{CO}}{^{13}\text{CO}} = 40$. Comparer la répartition des modèles autour du χ_{min}^2 dans des graphiques faisant intervenir $N(^{12}\text{CO})$ revient exactement à comparer la répartition des modèles autour du χ_{min}^2 dans des graphiques faisant intervenir $N(^{13}\text{CO})$ avec un décalage de 40 dans l'échelle en $N(\text{CO})$. Dorénavant, on ne se souciera plus d'interpréter les résultats en $N(^{13}\text{CO})$ mais on les exprimera seulement en fonction de $N(^{12}\text{CO})$. Un facteur de 40 sera à appliquer aux résultats si on veut les exprimer à nouveaux en ^{13}CO .

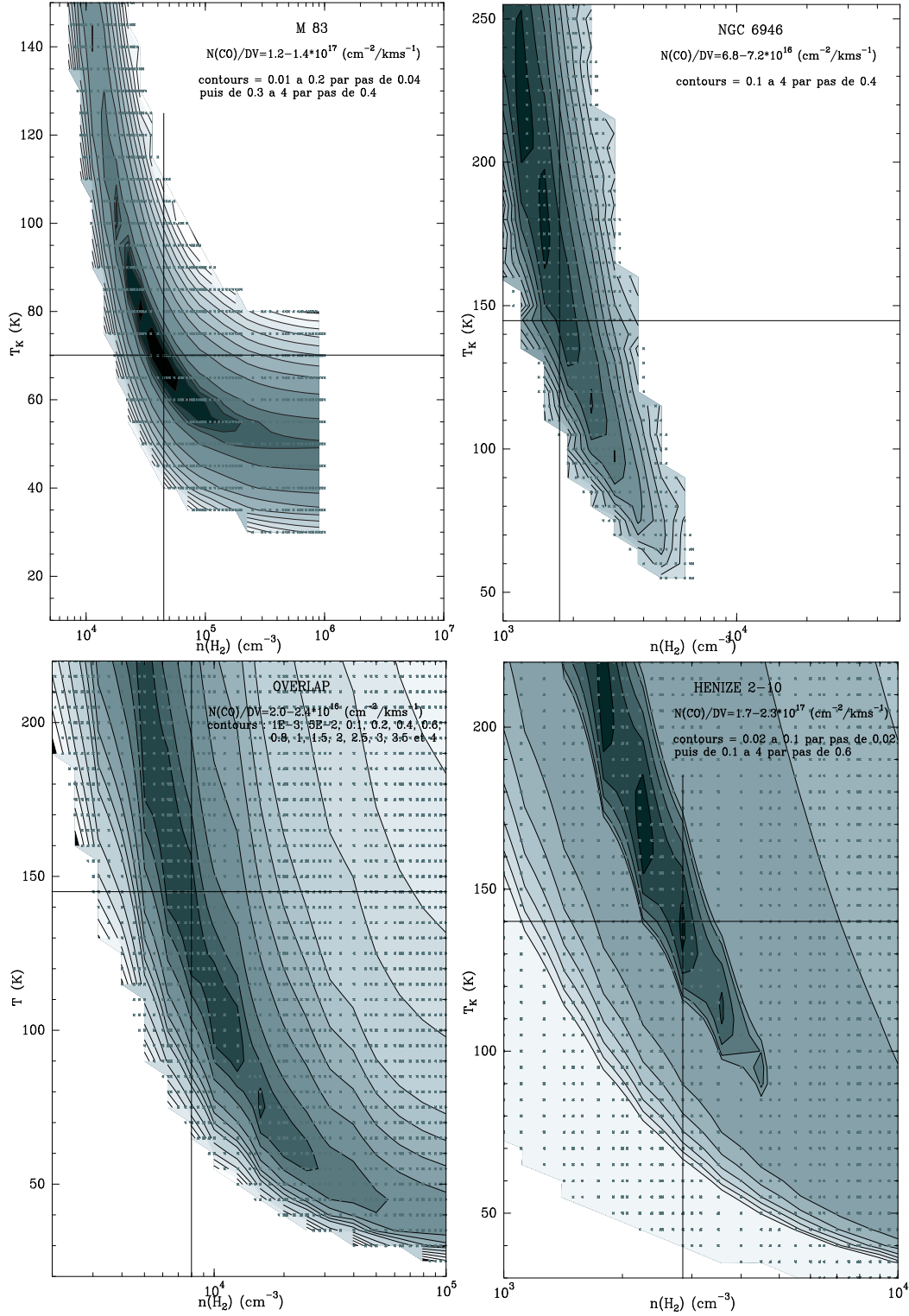


FIG. 7.3 – Isocontours de $\Delta\chi^2$ dans un graphique T_k en fonction de $n(\text{H}_2)$ pour M 83 (en haut à gauche), NGC 6946 (en haut à droite), Overlap (en bas à gauche) et Henize 2-10 (en bas à droite). Les valeurs de $\Delta\chi^2$ (minimisation par la méthode des moindres carrés, voir le texte) et le pas utilisé varient selon la galaxie (voir en haut de chaque graphique). Pour chaque source, la valeur $N(^{12}\text{CO})/\Delta v$ du meilleur modèle n'est pas directement utilisée mais on se sert plutôt d'un intervalle autour de cette meilleure valeur (voir en haut de chaque graphique et voir le texte). Les modèles ayant un $\Delta\chi^2 > 4$ ne sont pas pris en compte dans ces figures (pas d'isocontours). Chaque croix correspond à une solution d'un modèle LVG soit un triplet (T_k , $n(\text{H}_2)$, $N(\text{CO})/\Delta v$) pour lequel les intensités des transitions moléculaires (^{12}CO et ^{13}CO) ont été calculées. L'intersection des deux droites marque la position du meilleur modèle dont les paramètres sont répertoriés dans la Table 7.3.

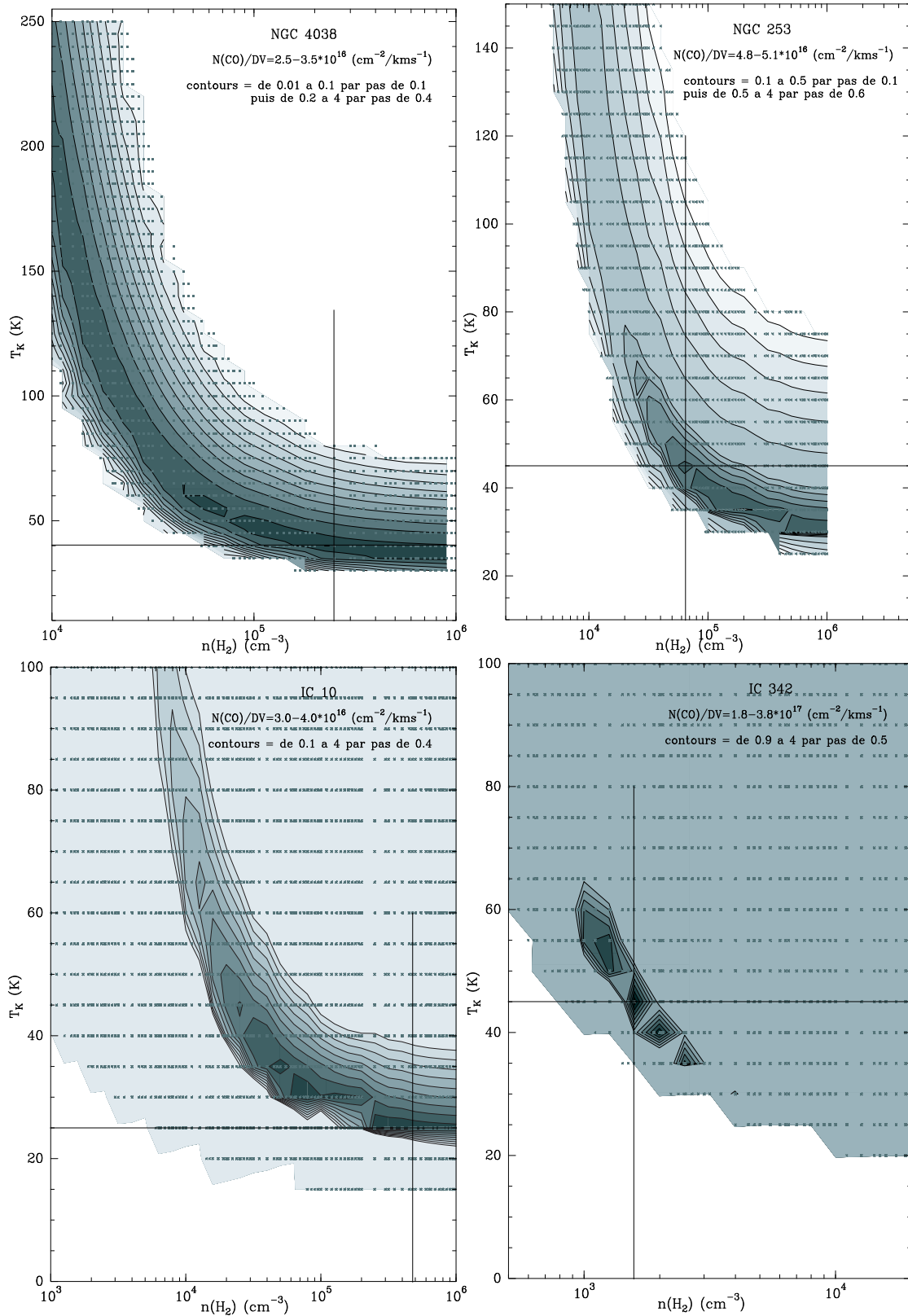


FIG. 7.4 – Isocontours de $\Delta\chi^2$ dans un graphique T_k en fonction de $n(\text{H}_2)$ pour NGC 4038 (en haut à gauche), NGC 253 (en haut à droite), IC 10 (en bas à gauche) et IC 342 (en bas à droite). Voir la légende de la Fig. 7.3 et voir le texte.

meilleurs modèles sont respectivement étroites en densité pour le premier groupe de galaxies, et étroites en T_k pour le deuxième groupe. Autrement dit, pour M 83, NGC 6946, Overlap et Henize 2-10, les modèles LVGs sont bien contraints en densité mais l'intervalle en température cinétique est large ; pour NGC 4038, NGC 253 et IC 10, c'est le contraire, les modèles LVGs sont bien contraints en T_k mais l'intervalle en $n(\text{H}_2)$ est large. En ce qui concerne IC 342, la zone qui définit les meilleurs modèles semble à la fois étroite en T_k et en $n(\text{H}_2)$, ce qui veut dire que les modèles LVGs dans ce cas, sont bien contraints à la fois en densité et en température cinétique.

Bien sûr, toutes ces tendances sont plus ou moins marquées suivant la source. Un maillage plus serré serait nécessaire autour de la zone de meilleurs modèles pour mieux la démarquer mais cela requiert beaucoup de temps de calcul et d'analyse supplémentaires. Dans tous les cas, nous restons limité par les erreurs de mesures. Il est possible que les tendances décrites plus haut soient plus ou moins marquées à cause de la qualité même des observations. En effet, celles-ci sont directement prises en compte lors des calculs de χ^2 (via les erreurs) donc dans la détermination du χ^2_{min} et du $\Delta\chi^2$. Une amélioration des observations serait ainsi la bienvenue afin de réduire les erreurs sur les valeurs obtenues. Malheureusement ceci nécessite du temps d'observation sur les radiotélescopes déjà très réclamés, et d'excellentes conditions atmosphériques, pas toujours accessibles.

Malgré la dégénérescence des solutions proposées par les modèles LVGs pour reproduire les observations, dégénérescence clairement identifiée par la forme des zones de meilleurs modèles présentées sur les Figs. 7.3 et 7.4, les rapports d'aire intégrée prédits à partir des modèles appartenant à ces zones sont très similaires (différence entre les modèles $\leq 3\%$). Les paramètres physiques des modèles considérés comme les meilleurs déterminent donc (au premier ordre) les propriétés physiques moyennes du gaz moléculaire chaud et dense. Sur les Figs. 7.3 et 7.4, apparaissent deux droites concourantes en un point. Ce point symbolise le meilleur modèle choisi parmi tous les modèles appartenant à la zone la plus sombre. Ce choix a été motivé par les résultats des calculs de $\Delta\chi^2$ et par la compatibilité des paramètres physiques issus des modèles avec notre connaissance actuelle du MIS. Les caractéristiques de ce meilleur modèle sont indiquées, pour chaque source, dans la Table 7.3, tout en gardant à l'esprit que les barres d'erreur, suivant les sources, en T_k ou en $n(\text{H}_2)$, peuvent être plus ou moins importantes (voir les Figs. 7.3 et 7.4). Dans la littérature, on trouve souvent ce genre de paramètres physiques mais il est rare que l'on discute, comme ici, de leur pertinence. Malgré donc la relative dégénérescence dans les estimations des conditions physiques, une caractéristique de ces modèles qui semble robuste est la prédiction des intensités des raies non observées (voir la Sect. 7.4).

Dans la section suivante, nous présentons pour chaque noyau de galaxie les caractéristiques physiques du meilleur modèle LVG choisi (voir la Table 7.3 et les Figs. 7.5 à 7.12) et nous étudions les paramètres pouvant contribuer à lever partiellement la dégénérescence observée.

7.3 Résultats obtenus sur notre échantillon de galaxies

7.3.1 Les paramètres physiques du meilleur modèle

Pour chaque noyau, on a répertorié dans la Table 7.3 les paramètres physiques (ou d'entrée) du modèle LVG considéré comme le meilleur. Ces paramètres physiques sont ceux qui reproduisent le mieux les observations sous les hypothèses de l'approximation LVG. A partir de ces paramètres physiques, les modèles LVGs nous prédisent des aires intégrées (A_{mod} en K km s^{-1}) des raies $^{12}\text{CO}(1-0)$ jusqu'à $^{12}\text{CO}(15-14)$, et des raies $^{13}\text{CO}(1-0)$ jusqu'à $^{13}\text{CO}(6-5)$. Pour calculer les taux de refroidissement du ^{12}CO et du ^{13}CO modélisés, on doit d'abord exprimer les intensités modélisées I_{mod} ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$) à partir des aires intégrées A_{mod} des diff-

rentes transitions de ^{12}CO et de ^{13}CO . Pour cela, on utilise les Eqs. 4.1, 4.2 et 4.3 présentées dans la Partie Chap. 4. Une fois les intensités I_{mod} obtenues pour les raies $^{12}\text{CO}(1-0)$ jusqu'à $^{12}\text{CO}(15-14)$, et des raies $^{13}\text{CO}(1-0)$ jusqu'à $^{13}\text{CO}(6-5)$, on somme celles-ci et on obtient une valeur du taux de refroidissement modélisé du ^{12}CO et du ^{13}CO qui peut être comparée à la valeur observée (voir la Table 7.3 où l'on rappelle pour chaque noyau la valeur des taux issus des observations).

On peut remarquer un bon accord entre les valeurs observées et prédites du taux de ^{12}CO pour les galaxies Henize 2-10, IC 10, IC 342 et NGC 253 pour lesquelles on a un facteur < 1.7 entre la valeur prédite et observée. Pour M 83 et NGC 6946, la raie de $^{12}\text{CO}(7-6)$ n'a pas été détectée. Or cette raie comme on le verra par la suite de l'analyse des modèles, est une des raies qui contribue le plus au refroidissement du ^{12}CO ⁸. C'est pourquoi, les valeurs prédites diffèrent significativement des valeurs observées (facteur de 3.9 pour M 83 et de 1.9 pour NGC 6946). Pour Overlap et NGC 4038, l'écart entre le taux prédit et observé (facteur de 2.7 pour les deux sources) est sûrement dû aux trop faibles valeurs des observations en $^{12}\text{CO}(4-3)$ et en $^{12}\text{CO}(7-6)$ qui ont, comme il a été déjà précédemment expliqué, une grande incertitude.

⁸Ce que l'on avait déjà noté pour les autres galaxies en ce qui concerne les valeurs de taux de refroidissement observés.

TAB. 7.3 – Paramètres physiques (pour les barres d'erreurs de ces paramètres, voir la Sect. 7.2 et les Figs. 7.3 et 7.4) du meilleur modèle LVG pour les galaxies Henize 2-10, IC 10, IC 342, M 83, NGC 4038, Overlap et NGC 6946. Pour comparer les observations et les modèles, les taux de refroidissement du ^{12}CO et ^{13}CO déduits des observations et les valeurs obtenues à partir des modèles LVGs sont donnés dans les dernières lignes.

	Henize 2-10	IC 10	IC 342	M 83	NGC 4038	Overlap	NGC 253	NGC 6946
$N(^{12}\text{CO})/\Delta v^a$ ($\text{cm}^{-2}/\text{kms}^{-1}$)	2.2×10^{17}	3.5×10^{16}	3.5×10^{17}	1.3×10^{17}	3.0×10^{16}	2.2×10^{16}	5.0×10^{16}	7.0×10^{16}
$n(\text{H}_2)$ (cm^{-3})	2.8×10^3	4.7×10^5	1.6×10^3	4.5×10^4	2.5×10^5	8.0×10^3	6.5×10^4	1.7×10^3
T_K (K)	140	25	45	70	40	145	45	145
$\frac{^{12}\text{C}}{^{13}\text{C}}^b$	40	40	40	40	40	40	40	40
Δv^a (kms^{-1})	60	15	54	91	92	155	187	158
FR ^c	2.98×10^{-3}	5.24×10^{-2}	6.87×10^{-2}	1.89×10^{-2}	1.44×10^{-2}	1.07×10^{-2}	1.54×10^{-1}	2.53×10^{-2}
Taux de refroidissement du ^{12}CO prédit ($\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$)	1.0×10^{-8}	6.3×10^{-9}	4.0×10^{-8}	1.6×10^{-7}	3.2×10^{-8}	3.2×10^{-8}	7.5×10^{-7}	5.8×10^{-8}
Taux de refroidissement du ^{13}CO prédit ($\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$)	2.4×10^{-10}	2.5×10^{-10}	1.8×10^{-9}	4.9×10^{-9}	7.8×10^{-10}	5.4×10^{-10}	2.5×10^{-8}	1.2×10^{-9}
Taux de refroidissement du ^{12}CO observé ($\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$)	5.9×10^{-9}	4.7×10^{-9}	2.7×10^{-8}	4.1×10^{-8}	1.2×10^{-8}	1.2×10^{-8}	4.9×10^{-7}	3.1×10^{-8}
Taux de refroidissement du ^{13}CO observé ($\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$)	5.9×10^{-11}	5.2×10^{-11}	9.3×10^{-10}	7.5×10^{-10}	1.0×10^{-10}	6.8×10^{-11}	4.3×10^{-9}	4.1×10^{-10}

^a : déduits des ajustements gaussiens de la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$; ^b : $\frac{^{12}\text{C}}{^{13}\text{C}}$ supposé; ^c : facteur de remplissage (FR) de la région émettrice de CO sous un lobe principal de 21.9"

7.3.2 Les taux de refroidissement déduits

En ce qui concerne le taux de refroidissement provenant de ^{13}CO , les valeurs observées sont évidemment très différentes des valeurs prédites. Pour Henize 2-10, IC 10, IC 342, M 83, NGC 253, NGC 4038 & Overlap et NGC 6946, les facteurs entre les taux prédits et observés sont respectivement de 4.1, 4.8, 1.9, 6.5, 7.8, 7.9, 5.8 et 2.9. Le premier paramètre essentiel pouvant expliquer ces différences est clairement le degré de complétude de l'échantillon des raies observées. Le fait de calculer les taux de refroidissement prédit du ^{13}CO avec des raies allant de $^{13}\text{CO}(1-0)$ jusqu'à $^{13}\text{CO}(6-5)$ justifie les larges écarts obtenus puisque dans la plupart des sources, seules les raies $^{13}\text{CO}(1-0)$, $^{13}\text{CO}(2-1)$ et $^{13}\text{CO}(3-2)$ ont été détectées (pour IC 10, M 83, NGC 4038 et Overlap, il manque même l'observation en $^{13}\text{CO}(1-0)$). Pour mieux définir le refroidissement dû à ^{13}CO dans le milieu interstellaire des galaxies, il faudrait mesurer les raies $^{13}\text{CO}(4-3)$, $^{13}\text{CO}(5-4)$ et $^{13}\text{CO}(6-5)$ qui sont, comme on va le montrer plus tard, parmi les raies qui contribuent le plus à ce refroidissement. Un autre paramètre peut aussi intervenir pour expliquer ces écarts. Suivant la galaxie, nous avons utilisés des rapports d'aires intégrées différents, mais tous, utilisant les plus hautes transitions de ^{12}CO et seulement un seul rapport faisant intervenir une transition de ^{13}CO . Les solutions (meilleurs modèles LVGs) que nous avons obtenues (contraints principalement par des rapports en ^{12}CO) ne sont donc peut-être par des modèles adaptés pour décrire les propriétés physiques du gaz responsable de l'émission en ^{13}CO . Les prédictions formulées ici pour le ^{13}CO ne sont donc peut-être pas les plus pertinentes. Ceci est particulièrement intéressant puisqu'avec les présents et futurs radiotélescopes comme *CARMA*, *IRAM-PdB*, *SMA*, *ALMA* et *Herschel*, les raies à haut-J du ^{13}CO deviennent accessibles. Dans un futur plus ou moins proche, le même travail que celui effectué sur les raies à haut-J du ^{12}CO présenté dans ce manuscrit sera donc particulièrement intéressant à mener sur les raies à haut-J du ^{13}CO . Une comparaison des propriétés physiques obtenues pour le gaz moléculaire décrit par le ^{12}CO et le ^{13}CO pourrait davantage nous en apprendre sur le refroidissement des nuages moléculaires, soit sur l'activité de la formation stellaire.

7.3.3 La contribution des raies aux taux de refroidissement prédits

Pour chaque source, la contribution des différentes raies au taux de refroidissement modélisé est la suivante : pour Henize 2-10, les raies qui contribuent le plus au refroidissement prédit du ^{12}CO sont les raies $^{12}\text{CO}(6-5)$ (19.6% de l'intensité totale), $^{12}\text{CO}(7-6)$ (19.3%) et $^{12}\text{CO}(5-4)$ (15.7%) ; pour IC 10, ce sont les raies $^{12}\text{CO}(5-4)$ (26.6%), $^{12}\text{CO}(6-5)$ (25.8%) et $^{12}\text{CO}(4-3)$ (17.5%). Pour IC 342, ce sont les raies $^{12}\text{CO}(5-4)$ (27.4%), $^{12}\text{CO}(6-5)$ (22.2%) et $^{12}\text{CO}(4-3)$ (21.3%) tandis que pour NGC 253 ce sont les raies $^{12}\text{CO}(6-5)$ (24.7%), $^{12}\text{CO}(7-6)$ (21.3%) et $^{12}\text{CO}(5-4)$ (19.5%). Pour M 83, ce sont les raies $^{12}\text{CO}(7-6)$ (20.4%), $^{12}\text{CO}(8-7)$ (20.3%) et $^{12}\text{CO}(6-5)$ (16.1%) qui dominent le refroidissement. Pour NGC 4038 et Overlap, la majeure contribution au taux de refroidissement modélisé est due respectivement aux raies $^{12}\text{CO}(6-5)$ (23.7%), $^{12}\text{CO}(7-6)$ (21.1%) et $^{12}\text{CO}(5-4)$ (18.6%) et aux raies $^{12}\text{CO}(5-4)$ (21.2%), $^{12}\text{CO}(6-5)$ (21.1%) et $^{12}\text{CO}(7-6)$ (15.4%). Enfin, pour NGC 6946, ce sont les raies $^{12}\text{CO}(5-4)$ (22.7%), $^{12}\text{CO}(6-5)$ (19.8%) et $^{12}\text{CO}(4-3)$ (18.5%) qui sont les raies dominantes.

Pour le calcul du taux de refroidissement modélisé du ^{13}CO , on voit également la domination des raies à haut-J mais plutôt vers $J=4-3$, $5-4$ que vers $J=6-5$, $7-6$: pour Henize 2-10, les raies qui contribuent le plus à ce taux modélisé sont les raies $^{13}\text{CO}(4-3)$ (29.6% de l'intensité totale), $^{13}\text{CO}(5-4)$ (24.7%) et $^{13}\text{CO}(3-2)$ (22.0%). Pour IC 10 et IC 342, on a respectivement les contributions suivantes : $^{13}\text{CO}(4-3)$ (30.3%), $^{13}\text{CO}(5-4)$ (29.4%) et $^{13}\text{CO}(3-2)$ (17.8%) et les raies $^{13}\text{CO}(3-2)$ (35.8%), $^{13}\text{CO}(4-3)$ (27.4%) et $^{13}\text{CO}(2-1)$ (19.3%). Pour la galaxie M 83 les raies dominant le refroidissement sont les raies $^{13}\text{CO}(5-4)$ (33.7%), $^{13}\text{CO}(6-5)$ (32.6%) et $^{13}\text{CO}(4-3)$ (22.9%) tandis que pour NGC 4038 on a les raies suivantes : $^{13}\text{CO}(5-4)$ (33.1%),

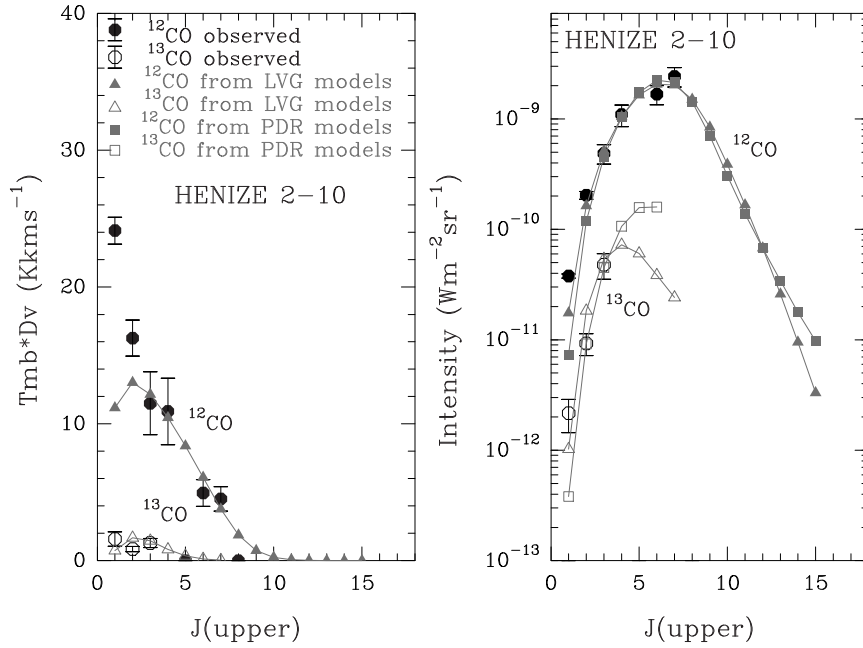


FIG. 7.5 – Meilleurs modèles LVG et PDR comparés aux observations pour le noyau de la galaxie Henize 2-10 (Voir les Tables 7.3 et 8.3 qui répertorient les paramètres physiques utilisés dans ces modèles). Du côté gauche, nous avons tracé les aires intégrées en K km s^{-1} en fonction de J_{upper} (voir le texte). Du côté droit, nous avons représenté les intensités en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ en fonction de J_{upper} . Sur toutes les figures, les triangles gris symbolisent les résultats des modèles LVGs tandis que les carrés gris représentent ceux des modèles PDRs (voir les Chaps. 7 and 8). Les observations (et leurs barres d'erreurs) combinant nos données et les travaux trouvés dans la littérature sont indiqués par des points. Les observations en ^{13}CO sont représentées avec des points blancs tandis que les transitions en ^{12}CO utilisent des points noirs.

$^{13}\text{CO}(6-5)$ (31.0%) et $^{12}\text{CO}(4-3)$ (23.6%). Pour finir, les raies qui contribuent le plus au taux de refroidissement modélisé du ^{13}CO pour respectivement Overlap et NGC 253 et NGC 6946 sont les raies $^{13}\text{CO}(5-4)$ (29.8%), $^{13}\text{CO}(4-3)$ (28.4%) et $^{13}\text{CO}(6-5)$ (22.7%), les raies $^{13}\text{CO}(5-4)$ (33.0%), $^{13}\text{CO}(4-3)$ (26.8%) et $^{13}\text{CO}(6-5)$ (25.4%) et les raies $^{13}\text{CO}(4-3)$ (28.2%), $^{13}\text{CO}(3-2)$ (27.0%) et $^{13}\text{CO}(5-4)$ (20.1%).

Les raies à haut- J ($J_{\text{upper}} \gtrsim 3-4$) sont donc fondamentales pour une bonne estimation de l'énergie totale rayonnée (refroidissement) du gaz moléculaire. Elles permettent d'accroître ainsi notre connaissance des processus physiques régnant aux cœurs de galaxies et à l'origine de la formation de nouvelles étoiles.

7.3.4 Prédictions des modèles

Malgré une incertitude dans l'estimation des conditions physiques pouvant le mieux reproduire les rapports de raies observés, incertitude due à une dégénérescence des solutions LVGs, il apparaît cependant une réelle robustesse dans les prédictions (aires intégrées et intensités en fonction de J_{upper}) des différentes raies non observables. En effet, les modèles LVGs appartenant aux zones de meilleurs modèles décrites dans les Figs. 7.3 et 7.4 donnent des courbes de refroidissement similaires. Ce sont les Figs. 7.5 à 7.12 qui présentent ces courbes

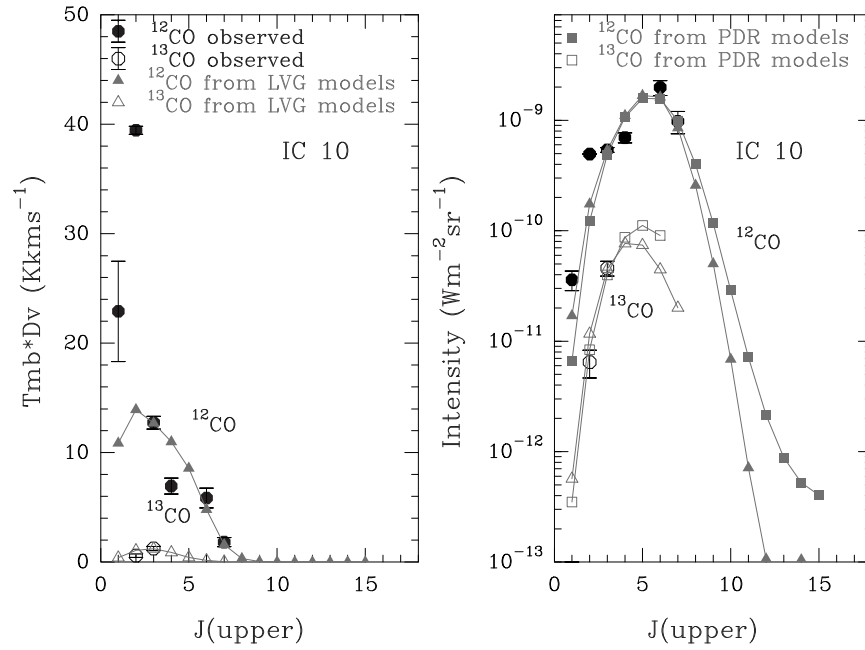


FIG. 7.6 – Meilleurs modèles LVG et PDR comparés aux observations pour le noyau de la galaxie IC 10 (Voir les Tables 7.3 et 8.3 qui répertorient les paramètres physiques utilisés dans ces modèles). Voir la légende de la Fig. 7.5.

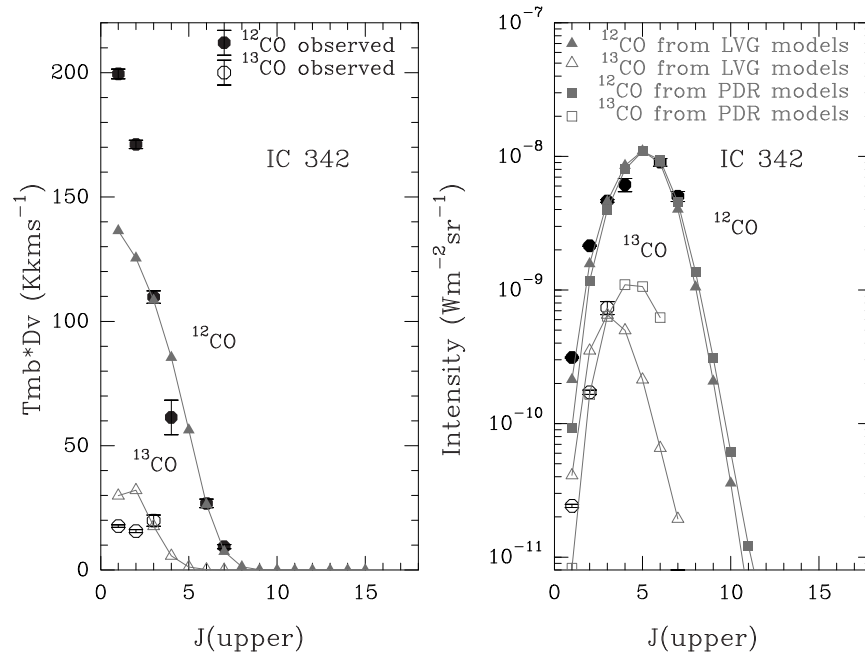


FIG. 7.7 – Meilleurs modèles LVG et PDR comparés aux observations pour le noyau de la galaxie IC 342 (Voir les Tables 7.3 et 8.3 qui répertorient les paramètres physiques utilisés dans ces modèles). Voir la légende de la Fig. 7.5.

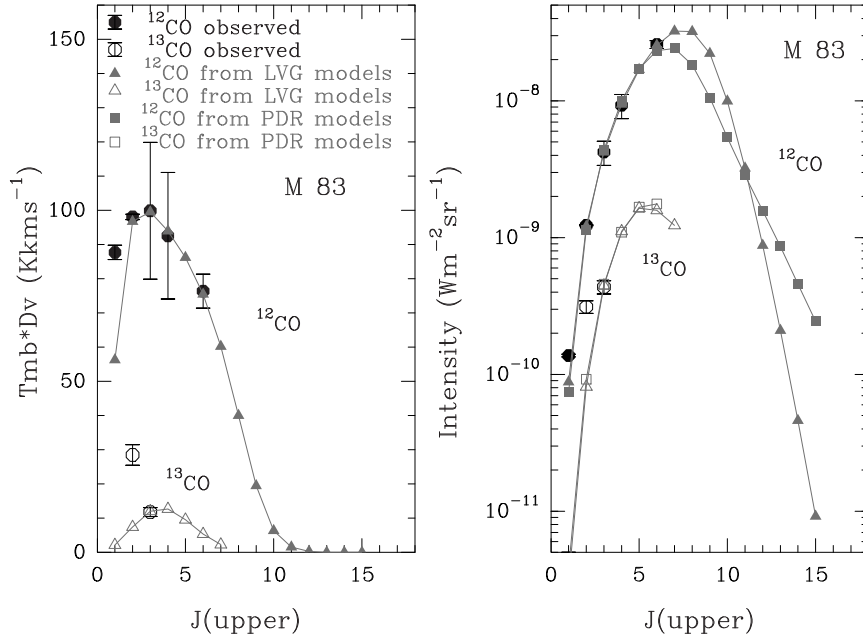


FIG. 7.8 – Meilleurs modèles LVG et PDR comparés aux observations pour le noyau de la galaxie M 83 (Voir les Tables 7.3 et 8.3 qui répertorient les paramètres physiques utilisés dans ces modèles). Voir la légende de la Fig. 7.5.

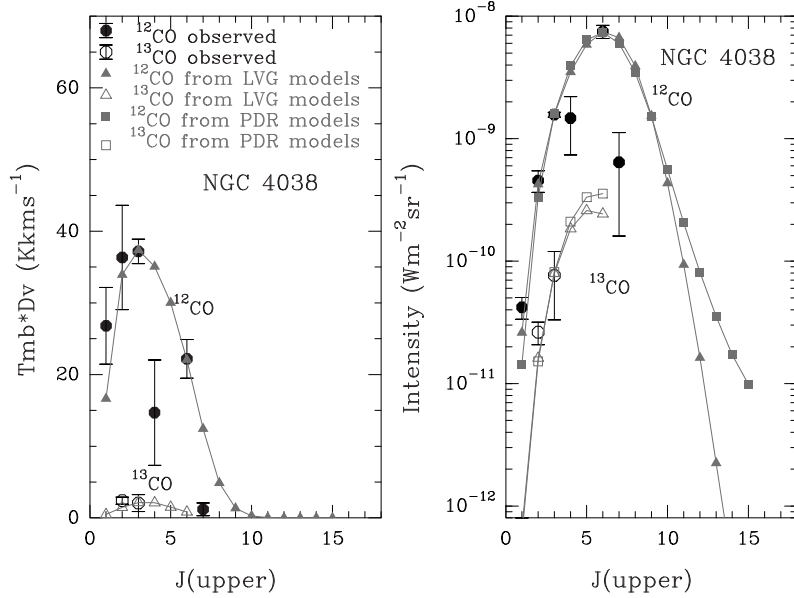


FIG. 7.9 – Meilleurs modèles LVG et PDR comparés aux observations pour le noyau NGC 4038 dans la galaxie des Antennes (Voir les Tables 7.3 et 8.3 qui répertorient les paramètres physiques utilisés dans ces modèles). Voir la légende de la Fig. 7.5.

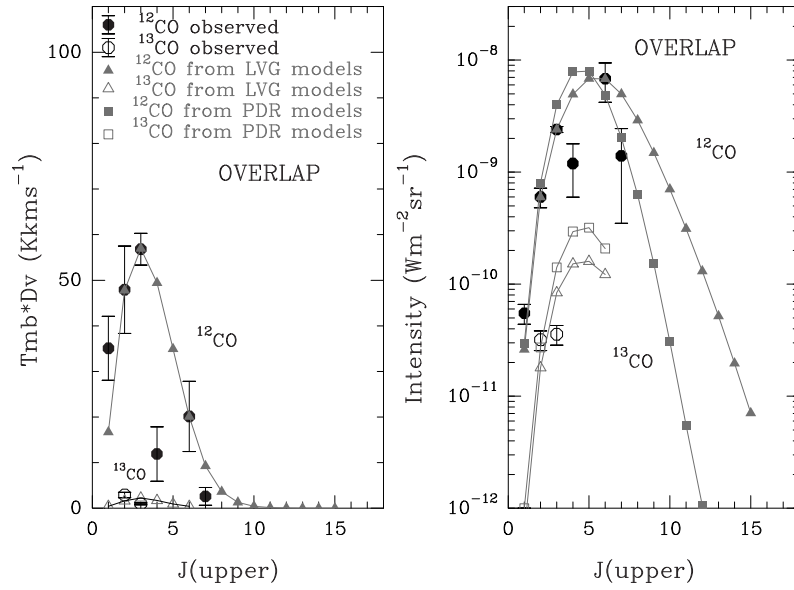


FIG. 7.10 – Meilleurs modèles LVG et PDR comparés aux observations pour la position Overlap dans la galaxie des Antennes (Voir les Tables 7.3 et 8.3 qui répertorient les paramètres physiques utilisés dans ces modèles). Voir la légende de la Fig. 7.5.

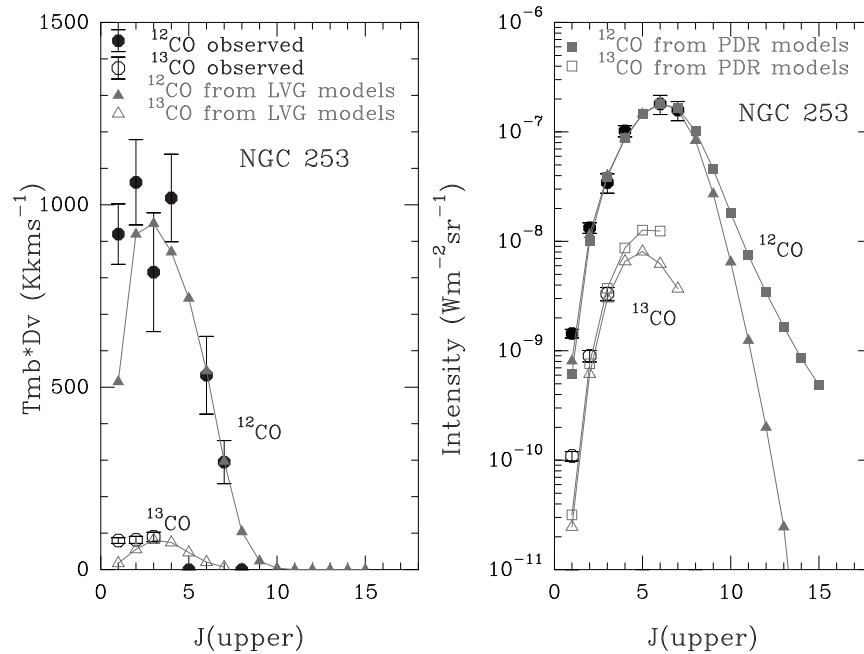


FIG. 7.11 – Meilleurs modèles LVG et PDR comparés aux observations pour le noyau de la galaxie NGC 253 (Voir les Tables 7.3 et 8.3 qui répertorient les paramètres physiques utilisés dans ces modèles). Voir la légende de la Fig. 7.5.

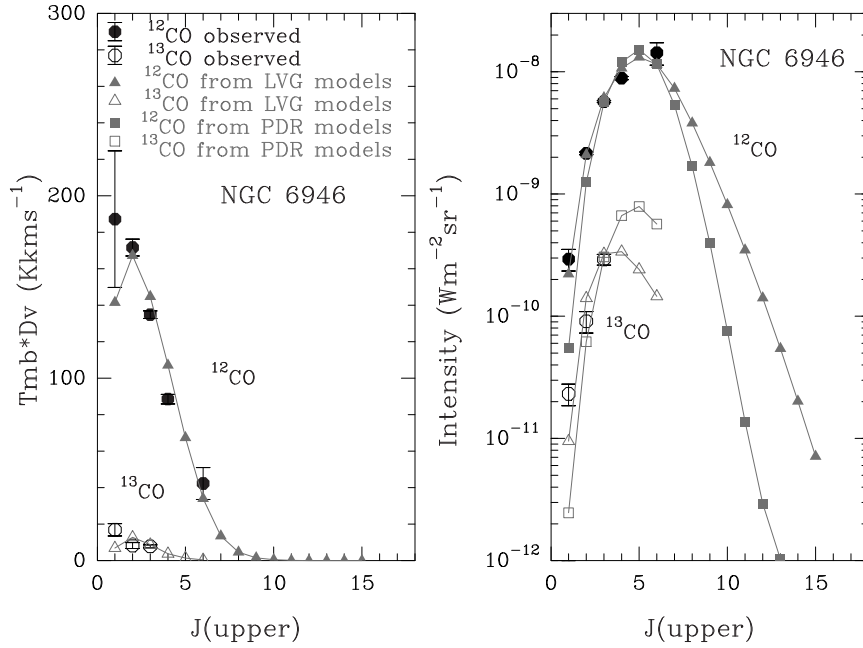


FIG. 7.12 – Meilleurs modèles LVG et PDR comparés aux observations pour le noyau de la galaxie NGC 6946 (Voir les Tables 7.3 et 8.3 qui répertorient les paramètres physiques utilisés dans ces modèles). Voir la légende de la Fig. 7.5.

d'énergie totale rayonnée du gaz moléculaire pour les galaxies suivantes : Henize 2-10, IC 10, IC 342, M 83, NGC 4038 & Overlap, NGC 253 et NGC 6946. A droite de chaque figure, on a tracé les aires intégrées observées et prédites (en K km s^{-1}) en fonction de J_{upper} soit en fonction du niveau rotationnel le plus haut de la transition (on rappelle par exemple, dans la transition $^{12}\text{CO}(6-5)$, le J_{upper} vaut 6 et le J_{lower} vaut 5). A gauche de chaque graphique, on a tracé les intensités observées et prédites (en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$) en fonction de J_{upper} . Les symboles utilisés pour les observations (^{12}CO et ^{13}CO) comme pour les modèles (LVGs et PDRs) sont précisés en haut des figures. Les aires intégrées et les intensités prédites englobent les raies $^{12}\text{CO}(1-0)$ jusqu'à $^{12}\text{CO}(15-14)$ et $^{13}\text{CO}(1-0)$ jusqu'à $^{13}\text{CO}(6-5)$ pour chaque galaxie. Ces figures résument tous les résultats issus des modélisations LVG et PDR.

On peut voir que dans l'ensemble, les points observés et prédits sont en bon accord, pour les raies à haut- J du CO. On rappellera que notre étude se focalisant sur le gaz moléculaire chaud et dense, caractérisé par les hautes transitions du CO, il semble naturel que les prédictions LVGs (comme PDRs) soient moins satisfaisantes pour les raies à bas- J du CO. Il serait particulièrement intéressant de mener une étude approfondie sur la contribution du gaz froid dans les émissions des raies "critiques" comme la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$ qui peut aussi caractériser le gaz moléculaire plus froid. En effet, pour correctement reproduire le gaz moléculaire du MIS, il faut utiliser plusieurs composantes LVGs axés sur les différents types de gaz (par exemple, ici, gaz froid et chaud). Une étude plus précise pourrait consister à ajuster à la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$, cette composante LVG froide et d'ainsi déduire la contamination du gaz froid dans l'émission du gaz moléculaire tracé par la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$. Un intérêt peut aussi résider dans l'obtention des propriétés physiques de cette composante froide. Dans la littérature, il n'est ainsi pas rare de trouver des résultats de modèles LVGs multi-composantes [Bradford et al., 2003, Israel et al., 1991, 1995, 1998, Israel & Baas, 2002]. Ceci a été aussi réalisé sur NGC 253 par Harrison et al. [1999] et Bradford et al. [2003] mais ce n'est pas notre but ici. Ici, notre étude

se restreint au gaz moléculaire chaud et dense, c'est pourquoi ce travail multi-composantes LVGs n'a pas été poursuivi.

Notre travail de recherche sur la composante chaude et dense du gaz interstellaire apparaît comme extrêmement pertinent notamment lors de la préparation de certaines observations futures, par exemple, avec *ALMA* ou *Herschel*, puisque les prédictions des raies non encore accessibles sont robustes. De plus, il s'avère que pour les objets lointains, difficilement observables, que ces courbes de refroidissement du gaz moléculaire chaud et dense prennent un tout nouvel intérêt. Pour ces objets lointains, on peut superposer les quelques détections obtenues en CO à ces courbes d'énergie totale rayonnée et ainsi prédire au premier ordre, une valeur du taux global de refroidissement. Nous verrons dans le chapitre suivant que ces courbes de refroidissement (Figs. 7.5 à 7.12) ont aussi un caractère prédictif fort du point de vue de l'activité stellaire des galaxies. En effet, la position (J_{upper}) du maximum d'intensité de ces courbes semble varier d'un type de noyau à l'autre (Voir la Sect. 8.4).

7.4 Résumé des modèles LVGs

A partir de ce travail, il apparaît que les modèles LVGs reproduisent assez bien les taux de refroidissement observés du CO, à condition que les raies détectées soient en nombre suffisant. Même si plusieurs modèles peuvent reproduire correctement les observations (dégénérescence des modèles établie par l'existence de zones de $\Delta\chi^2$ minimum indiquées sur les Figs. 7.3 et 7.4) les taux de refroidissement du CO déduits de ces modèles restent très similaires (différence d'un modèle à l'autre de moins de 3% sur les valeurs des rapports de raies).

Pour tous les noyaux de galaxies étudiés, il apparaît aussi que les raies contribuant principalement au refroidissement du ^{12}CO sont les raies $^{12}\text{CO}(6-5)$ et $^{12}\text{CO}(7-6)$. Ceci prouve encore une fois, le très grand intérêt de ces raies qu'il faudrait beaucoup plus attentivement étudier et observer notamment avec les grands télescopes présents et futurs (*IRAM-PdB*, *CARMA*, *SMA*, *ALMA*, *Herschel*...). Ces raies peuvent considérablement accroître notre connaissance de la formation des étoiles dans les nuages moléculaires, situés au cœur des galaxies les plus proches comme les plus éloignées. Les intensités prédites mettent également en avant l'importance de la raie de $^{12}\text{CO}(5-4)$ qui fait partie des raies qui contribuent le plus au refroidissement du ^{12}CO mais n'est accessible que depuis l'espace. On peut également voir sur les Figs. 7.5, 7.6, 7.7, 7.8, 7.10, 7.9, 7.11 et 7.12, que, les modèles prédisent de faibles intensités pour les raies de ^{12}CO ayant un $J_{upper} \geq 10$, ce qui risque de rendre ces raies difficiles à détecter. Pour finir, les raies de $^{12}\text{CO}(8-7)$ et de $^{12}\text{CO}(9-8)$ apparaissent particulièrement intéressantes pour discriminer les différents modèles LVGs qui reproduisent bien les observations. En effet, c'est en étudiant plus attentivement les intensités modélisées, qu'on voit que celles des raies $^{12}\text{CO}(8-7)$ et $^{12}\text{CO}(9-8)$ diffèrent légèrement d'un modèle à l'autre.

Afin de mieux discriminer les diverses solutions proposées pour reproduire les observations, on peut également s'intéresser au calcul du taux de refroidissement du ^{13}CO . Le manque d'observations dans les raies de cette molécule pose un sérieux problème; la raie $^{13}\text{CO}(6-5)$ apparaît comme la raie la plus pertinente à observer car la plus discriminante. Avec cette raie, on pourrait aussi évaluer l'opacité du $^{12}\text{CO}(6-5)$ ce qui représente une information très utile puisque l'on sonde l'ensemble des régions profondes des nuages moléculaires, et donc la masse de gaz participant à la formation stellaire.

Un autre point à discuter concerne le facteur de remplissage du lobe principal (FR) dont les valeurs sont spécifiées pour chaque galaxie dans la Table 7.3. En effet, les modèles LVG produisent des intensités pour un milieu parfaitement résolu spatialement. Dans le cas des galaxies de notre échantillon, la résolution spatiale (21.9") correspond à plusieurs centaines de parsec, et ne permet pas de résoudre correctement les régions émettrices. L'ajustement des données aux modèles est basé sur les rapports d'aires intégrées, qui ne sont pas affectés par

ce problème de résolution. Le facteur de remplissage FR est calculé a posteriori en comparant les aires intégrées observées et les aires intégrées prédites. Pour chaque transition i de ^{12}CO , nous avons estimé un facteur FR_i en calculant le rapport $A_{i,obs}/A_{i,mod}$ puis nous avons fait la moyenne des FR_i en pondérant par le rapport signal sur bruit de chaque détection i . Pour NGC 4038 comme pour Overlap, nous avons exclu de ce calcul les raies $^{12}\text{CO}(4-3)$ et $^{12}\text{CO}(7-6)$ qui, comme il est précisé précédemment, ne représentent pas de détections de bonne qualité. Pour toutes les sources, nous avons obtenu un FR de l'ordre de quelques pour cents (0.2% à 6.9% pour toutes les galaxies, exceptée NGC 253) pour un lobe d'une taille de 21.9" à partir des transitions $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{12}\text{CO}(4-3)$, $^{12}\text{CO}(6-5)$ et $^{12}\text{CO}(7-6)$ (si détectée). Ces raies ont été choisies puisqu'elles contribuent le plus au refroidissement et elles sont caractéristiques d'un gaz moléculaire chaud et dense. Le FR moyen ainsi calculé a été appliqué numériquement à toutes les données (^{12}CO et ^{13}CO). Des observations avec des résolutions spatiales de quelques arcsecs utilisant les interféromètres actuels ou futurs (*ALMA*, *CARMA*, *IRAM-PdB* et *SMA*) permettrait de mieux résoudre les sources d'émission du CO à toutes les fréquences (de 115 GHz à 806 GHz) et d'un peu mieux connaître la structure du gaz moléculaire dans les galaxies. Ceci éviterait d'appliquer un facteur de remplissage moyen à toutes les transitions et de déduire plutôt un FF_{LVG} plus pertinent.

Enfin, les Figs. 7.5 à 7.12 résument les prédictions LVGs robustes malgré la dégénérescence de ces modèles. Ces prédictions peuvent servir dans bon nombre de cas, par exemple dans la préparation de sessions d'observations mais aussi pour mieux quantifier l'énergie totale rayonnée par le gaz moléculaire chaud et dense de noyau de galaxies pour lesquels seules quelques détections en CO ont pu être obtenues. Une étude plus globale du MIS pourrait intervenir avec une modélisation LVG multi-composantes afin de mieux reproduire les transitions à bas-J du CO (composante plus froide du gaz moléculaire). Ceci n'est pas le but que nous poursuivons dans le cadre de ce travail de thèse.

Les meilleurs modèles que nous proposons pour chaque galaxie sont en très bon accord avec ceux déjà répertoriés dans la littérature. Cette comparaison est détaillée dans les articles Bayet et al. [2004] et Bayet et al. [2005a] (soumis). Nous ne la présenterons pas de nouveau ici.

CHAPITRE 8

Les modèles PDRs

Sommaire

8.1	Description du modèle PDR	154
8.2	Procédure d'ajustement des modèles PDRs aux observations	157
8.3	Résultats obtenus sur notre échantillon de galaxies	163
8.3.1	Les paramètres physiques du meilleur modèle	163
8.3.2	Les taux de refroidissement déduits	167
8.4	Résumé et discussion des modèles PDRs	169
8.4.1	Principaux résultats	169
8.4.2	Comparaisons LVG/PDR/observations	170
8.4.3	Nouveau diagnostic de l'activité stellaire dans les noyaux de galaxies	171

Le milieu interstellaire contenu dans les galaxies vit au rythme des rayonnements qui le traversent. En effet, une galaxie est une large collection d'étoiles plus ou moins jeunes qui, suivant les phases de leur vie, émettent des photons à diverses longueurs d'ondes. Il arrive par exemple que la mort de certaines étoiles se produise sous forme d'explosion (on parle alors de supernovae) et que des rayonnements très puissants (rayons gamma) soient ainsi créés et dispersés dans le milieu interstellaire. De même, les étoiles massives de type O ou B, appartenant à la séquence principale, émettent un rayonnement particulier : l'émission de photons en ultraviolet (UV) ou en ultraviolet lointain (FUV "*far ultraviolet*") ces derniers correspondant à des photons d'énergies de $\geq 13.6\text{eV}$ soit pour $\lambda > 911 \text{ \AA}$.

Les photons FUV sont donc principalement émis par des étoiles de type O ou B (étoiles jeunes qui vivent de 3 à 7 millions d'années) et vont être responsables de la photodissociation des molécules qu'ils vont rencontrer. Les régions où les rayonnements FUV interagissent principalement avec la matière interstellaire dense et moléculaire sont appelées Régions de PhotoDissociation ou PDRs ("*Photo-Dissociation Regions*"). Pour comprendre la formation des étoiles massives, on étudie donc l'interaction de leur rayonnement FUV avec la matière. Mieux décrire les propriétés physiques et chimiques de ces PDRs va donc nous permettre d'accroître notre connaissance sur l'activité des étoiles jeunes et massives contenues au coeur des galaxies.

Dans la première section de ce chapitre nous détaillerons les paramètres utilisés pour définir ces PDRs. Nous présenterons ainsi les hypothèses sur lesquelles se basent **la modélisation PDR**. La deuxième section est consacrée à la procédure d'ajustement des modèles PDRs aux données acquises durant les diverses sessions d'observations. Cette procédure d'ajustement permet d'isoler le meilleur modèle PDR pour chaque source étudiée. Dans une dernière section, nous discuterons des résultats obtenus.

8.1 Description du modèle PDR

Lors de lectures ou de conférences, on peut remarquer que les mots "*milieu interstellaire*" (ou MIS) sont souvent utilisés pour désigner de nombreux objets ou faire référence à de multiples notions. En effet, le MIS peut avoir des significations très variées englobant plusieurs domaines astrophysiques et de nombreux sujets d'étude. Il est donc nécessaire de préciser ici ce que l'on entend par MIS.

Notre étude se porte ici sur le milieu interstellaire généralement défini comme dense et froid (voir l'introduction qui présente les divers types de milieux interstellaire qu'on peut rencontrer en astrophysique) soit des densités de 10^3 cm^{-3} à 10^7 cm^{-3} et des températures cinétiques moyennes de 10 à 150 K. On ne s'intéresse pas aux cœurs denses qui font l'objet de nombreuses autres études (voir par exemple la thèse de N. Peretto, 2005). De même, on ne s'intéresse pas non plus aux autres types de milieux présentés dans l'introduction comme le milieu neutre diffus, lui aussi intensément étudié (voir par exemple la thèse de V. Leboutteiller, 2005). Comme on l'a vu dans la Partie 2 Chap. 6, on distingue dans ce milieu, le gaz que l'on a nommé **froid** ($\lesssim 10 \text{ K}$) caractérisé par les raies de CO à bas-J, du gaz qu'on a nommé **chaud** compris entre **20 K et 150 K** et décrit par les raies de CO à haut-J. Les notions de "*dense et peu dense*" ou de "*chaud et froid*" sont donc des notions tout à fait relatives et dépendent du point de vue dans lequel on se place. Il est toujours nécessaire de préciser leur signification, comme il vient d'être fait ci-dessus.

Comme il est exposé dans l'introduction, on peut encore décrire le milieu interstellaire par la définition de ses constituants. Ceux-ci sont à distinguer en fonction leur état : on parle de la phase gazeuse du milieu interstellaire et de sa phase solide (poussières ou grains). Dans le milieu qui nous intéresse ici, les poussières & grains ont un rôle très important puisqu'ils absorbent une partie du rayonnement FUV (on parle d'écrantage), évitant ainsi à certaines espèces d'être photodissociées. Je ne détaillerai pas ici tous les processus et caractéristiques liés aux poussières car ils font l'objet, à l'heure actuelle, de nombreuses réflexions et études. Dans le travail de modélisation qui suit, on rappelle que c'est juste la phase gazeuse qui nous intéresse.

Les caractéristiques de la matière interstellaire à laquelle on s'intéresse peuvent ainsi être définies selon des paramètres spécifiques utilisés par la modélisation PDR. Un de ces paramètres important est "l'extinction dans le visible : A_v ". Cette quantité, définie pour chaque longueur d'onde λ , est telle que $A_\lambda = 1.086 \tau_\lambda$ où τ_λ est l'opacité du milieu (voir Calzetti 2001). Dans le cas d'une source (I_0) située derrière un écran, on reçoit d'elle le signal atténué $I_a(\lambda) = I_0(\lambda) \times \exp(-\tau_\lambda)$. La quantité A_v (pour une longueur d'onde correspondant à la bande V soit $\lambda \approx 550 \text{ nm}$) caractérise donc l'opacité dans le visible et permet de se "situer" dans le nuage interstellaire : pour des $A_v \ll 2$, on parle de milieu diffus, translucides (ou transparents), pour des A_v tel que $2 < A_v < 5$ (milieu étudié ici) on parle de milieu moléculaire épais tandis qu'avec $A_v \gg 5$, on décrit les phases les plus denses (opaques) des nuages interstellaires (cœurs denses). Ces trois catégories permettent encore mieux de préciser les caractéristiques du milieu étudié ici.

Le milieu interstellaire auquel on s'intéresse dans ces travaux, est constitué de nombreuses espèces qui jouent un rôle majeur pour sa chimie et son rayonnement. En effet, chaque espèce joue un rôle prédominant dans une certaine gamme de densité, de température cinétique et de rayonnement. Donner la composition du MIS revient donc à donner certaines de ses propriétés physiques globales et aussi à donner son A_v . Ainsi, par exemple, dans les premières couches de la PDR ($A_v \ll 2$, milieu chaud) on retrouve des espèces ionisées par le rayonnement (par exemple le carbone ionisé C^+ , dont la raie de structure fine est située à $\lambda = 158 \mu\text{m}$) ou des espèces neutres comme H et l'oxygène O (dont la raie de structure fine est à $\lambda = 63 \mu\text{m}$). La transition H/H₂ se situe vers $A_v \gtrsim 1$ (milieu moins chaud et plus dense). H₂

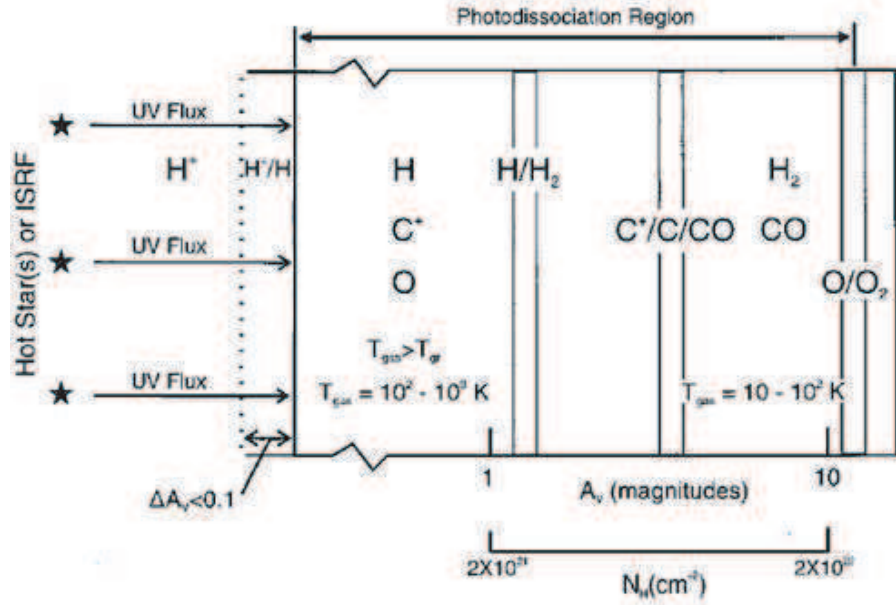


FIG. 8.1 – Figure extraite de Hollenbach & Tielens [1999] schématisant en fonction de A_v (avec la correspondance avec la densité de colonne totale en hydrogène $N(\text{H})$ en cm^{-2}) une Région de PhotoDissociation. Cette PDR est illuminée par des étoiles (rayonnement ultraviolet) situées à gauche du schéma. Les espèces prépondérantes dans chaque zone de la PDR sont mentionnées, tout comme la température cinétique du gaz. La région qui nous intéresse ici correspond à des $A_v \approx 5$ soit autour de la transition $\text{C}^+/\text{C}/\text{CO}$ (voir le texte).

contribue également à l'écrantage du rayonnement FUV, permettant aux espèces plus enfouies de se former et de persister dans le nuage. H_2 , comme les poussières, a un rôle primordial, notamment dans l'atténuation du rayonnement FUV. Ainsi, plus on s'enfonce dans un nuage interstellaire, plus A_v augmente, plus la densité augmente, plus l'écran protecteur atténue le rayonnement FUV, moins celui-ci photodissocie les espèces. Ces dernières peuvent donc être de plus en plus complexes. C'est vers $A_v \approx 5$ (milieu étudié ici), que se produit la transition $\text{C}^+/\text{C}/\text{CO}$ (C tracé par les deux raies $[\text{C}]\text{P}_1\text{-P}_0$ à $\lambda = 609 \mu\text{m}$ (ou $\nu = 492 \text{ GHz}$) et $[\text{C}]\text{P}_2\text{-P}_1$ à $\lambda = 371 \mu\text{m}$ (ou $\nu = 809 \text{ GHz}$) et CO dont les transitions s'étirent entre $\lambda = 372 \mu\text{m}$ pour le $^{12}\text{CO}(7-6)$ et $\lambda = 2.6 \text{ mm}$ pour le $^{12}\text{CO}(1-0)$, soit entre des fréquences $\nu = 115 \text{ GHz}$ et $\nu = 806 \text{ GHz}$). Dans la réalité, ces couches (suivant A_v et la composition) ne sont pas si marquées que la présentation faite ci-dessus et que la Fig. 8.1 les schématise. Pour avoir une bonne représentation des nuages interstellaires, il est préférable d'imaginer une PDR comme un mélange de plusieurs espèces, où, en fonction de la profondeur dans le nuage (A_v) on trouve en quantités de plus en plus importantes des molécules de plus en plus complexes. La Fig. 8.1 schématise la vision actuelle d'une Région de PhotoDissociation décrite ci-dessus. Elle est extraite de Hollenbach & Tielens [1999]. Sur cette figure, nous avons, en fonction de A_v (ou $N(\text{H})$ en cm^{-2}), la répartition de différentes espèces dans la PDR. Les températures cinétiques moyennes typiques de chaque zone sont également spécifiées. Le rayonnement FUV vient généralement d'étoiles jeunes, situées à gauche de la PDR.

Pour mieux décrire la vision du MIS que nous offre la modélisation PDR, il faut aussi mentionner les processus physiques et chimiques dont on tient compte dans ces modèles. La formation de H_2 (à la surface des grains) et sa destruction (par les photons FUV) sont les deux phénomènes sur lesquels est basée la modélisation PDR. Les chimies du carbone, de l'oxygène, de l'azote, du soufre et du silicium sont également traitées par les modèles PDRs, ce qui permet

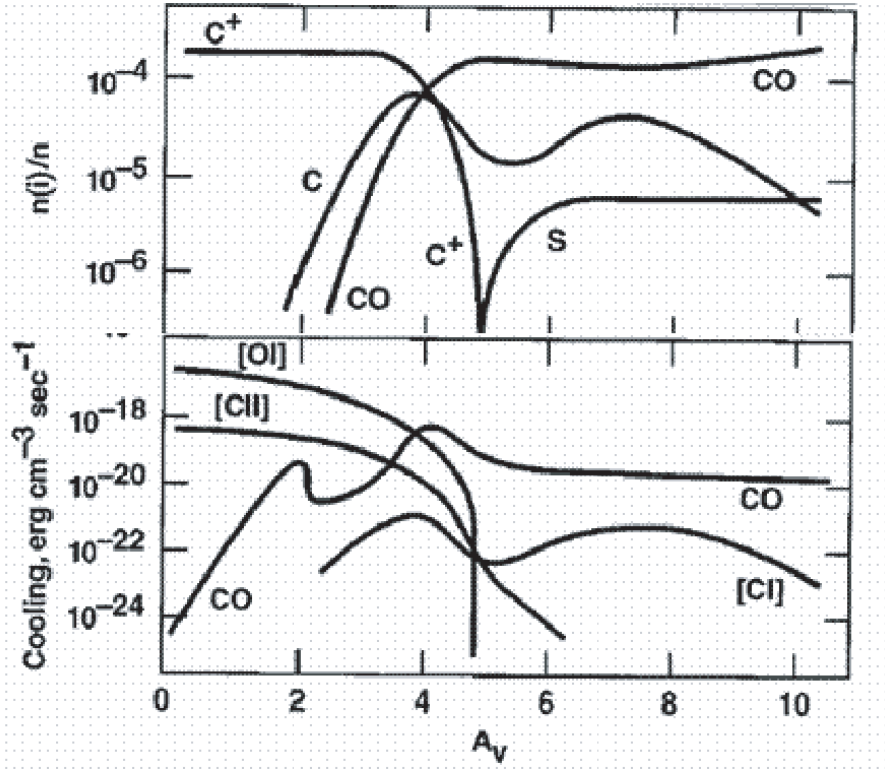


FIG. 8.2 – Figure extraite de Hollenbach & Tielens [1999] qui présente les résultats de la modélisation PDR obtenus pour reproduire la région d'Orion ($n(H)=2.3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et $\chi_{FUV}=10^5 G_0$) en fonction de l'extinction dans la bande V (A_v). La source FUV illuminant la PDR est située d'un seul côté (gauche). L'encadré du haut représente les abondances relatives à l'hydrogène total de plusieurs espèces (C^+ , C , CO et S) tandis que l'encadré du bas montre les taux de refroidissement ("cooling") du gaz interstellaire via les émissions des espèces mentionnées ci-dessus. Cette figure présente les résultats des modèles PDRs.

l'étude de nombreuses espèces chimiques présentes dans ces régions. Une attention toute particulière est aussi apportée dans le traitement des poussières (distribution en taille, densité, composition...). L'avantage incontestable de cette modélisation par rapport à celle LVG, est que l'on tient compte de l'équilibre thermique : les processus de chauffage et de refroidissement des poussières et du gaz sont bien pris en compte et correctement traités. Par exemple, environ 0.1-1% de l'énergie de des photons FUV est convertie, via l'effet photoélectrique sur les grains, en chauffage (du gaz) tandis que le reste de l'énergie est absorbés par les poussières et ré-émis dans l'infrarouge lointain. Par ailleurs, on sait que les espèces refroidissant le plus le gaz (par leur émission) sont principalement les raies de structure fine $[CII]$ et $[OI]$ dans les premières couches de la PDR ($A_v \leq 2$) puis les transitions électroniques du carbone neutre C et rotationnelles du CO au fur et à mesure qu'on pénètre de plus en plus profondément dans la PDR. Ceci est montré par la Fig. 8.2 où l'on schématise en fonction de A_v non seulement les efficacités de refroidissement de différentes espèces gazeuses (voir le bas de la Fig. 8.2) mais aussi les abondances relatives de ces différentes espèces (voir le haut de la Fig. 8.2) pour une PDR typique dans notre Galaxie (soit $n(H)=2.3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et $\chi_{FUV}=10^5 G_0$, voir Hollenbach & Tielens 1999).

Les constantes physiques utilisées dans les modèles PDRs comme les sections efficaces de collisions, les taux de réaction chimiques, les taux d'excitation collisionnelle,... des différentes

espèces mise en jeu sont mises à jour régulièrement en fonction des avancées obtenues en laboratoire.

Les modèles PDRs connaissent ainsi un franc succès et un large engouement puisqu'ils peuvent être appliqués à de nombreux objets célestes depuis les nuages interstellaires géants illuminés par un champ de rayonnement FUV jusqu'aux disques circumstellaires très proches des étoiles massives chaudes [Tielens & Hollenbach, 1985a,b, van Dishoeck & Black, 1986, 1988a,b, Wolfire et al., 1990, Hollenbach et al., 1991, Abgrall et al., 1992, Le Bourlot et al., 1993, Koester et al., 1994, Sternberg & Dalgarno, 1995, Draine & Bertoldi, 1996, Stoerzer et al., 1996, Luhman et al., 1997, Pak et al., 1998, Hollenbach & Tielens, 1999]. Ici, nous avons utilisé le modèle PDR développé par Le Bourlot et al. [1993] pour des sources Galactiques (voir aussi Le Petit et al. 2002).

Comme tout modèle, les modèles PDRs doivent émettre certaines hypothèses afin de pouvoir traiter numériquement les phénomènes étudiés. Généralement, la modélisation PDR utilise une géométrie plan-parallèle semi infinie. L'illumination de ces nuages (couche de matière plane parallèle) s'effectue communément d'un seul côté comme le montre la Fig. 8.1 et le suppose la Fig. 8.2. On peut néanmoins utiliser un modèle PDR plus perfectionné avec une illumination par des photons FUV des deux côtés de la couche. On reproduit mieux avec ce type de modèles les environnements à flambée de formation d'étoiles où les étoiles massives et les nuages moléculaires géants sont spatialement corrélés. C'est ce type de modèles qui a été utilisé ici. Des avancées dans la modélisation PDR sont également en cours pour développer des modèles PDRs dits "*clumpy*". En effet, la matière n'est pas organisée de façon homogène dans les noyaux de galaxies mais contient des condensations de matière en forme de globules (ou "*clumps*") (voir la Fig. 8.3). Ces globules sont bien plus petits que les nuages moléculaires. La surface de chaque globule (ou le globule lui même) peut alors être modélisée par une PDR. Il est cependant très difficile avec un radiotélescope de discerner spatialement les structures dans les noyaux des galaxies proches. Seuls les interféromètres tels que *CARMA*, l'*IRAM-PdB*, le *SMA* et *ALMA* peuvent (ou pourront) atteindre les résolutions spatiales nécessaires pour distinguer les nuages individuels (voir l'étude faite sur le noyau de IC 10 dans la Partie 3 Chap. 11, réalisée à partir des données interférométriques obtenues avec l'*IRAM-PdB*).

Une autre hypothèse utilisée dans les modèles PDRs concerne les échelles de temps : on considère que l'échelle de temps pour former du H_2 à la surface des grains (échelle qui domine les échelles de temps chimiques) est petite par rapport au temps dynamique ou par rapport au temps nécessaire pour que le flux FUV qui irradie le nuage, change. Autrement dit, les effets de courants, d'écoulement ou de turbulence ne sont pas considérés dans les modèles PDRs utilisés dans cette étude. La modélisation PDR considérée ici est une modélisation stationnaire. Des progrès sont aussi en cours pour permettre la prise en compte de ces effets¹.

8.2 Procédure d'ajustement des modèles PDRs aux observations

Pour résumer, on a donc utilisé pour décrire les propriétés physiques et chimiques du MIS des noyaux de galaxies proches, un modèle PDR à géométrie plan-parallèle, illuminé de deux côtés (droite et gauche), utilisant les valeurs standards les plus récentes (pour reproduire les caractéristiques du MIS de notre Galaxie) des taux de collisions, des taux de réactions chimiques et des abondances des éléments, et considérant les propriétés physiques des poussières comme standards [Le Bourlot et al., 1993, Le Petit et al., 2002].

Pour chaque galaxie étudiée (Henize 2-10, IC 10, IC 342, M 83, NGC 253, NGC 4038 & Overlap et NGC 6946) nous avons comparé les observations et les prédictions issues de la modélisation PDR en utilisant comme contraintes les mêmes rapports de raies que ceux utilisés

¹voir le site internet : <http://aristote.obspm.fr/MIS/>

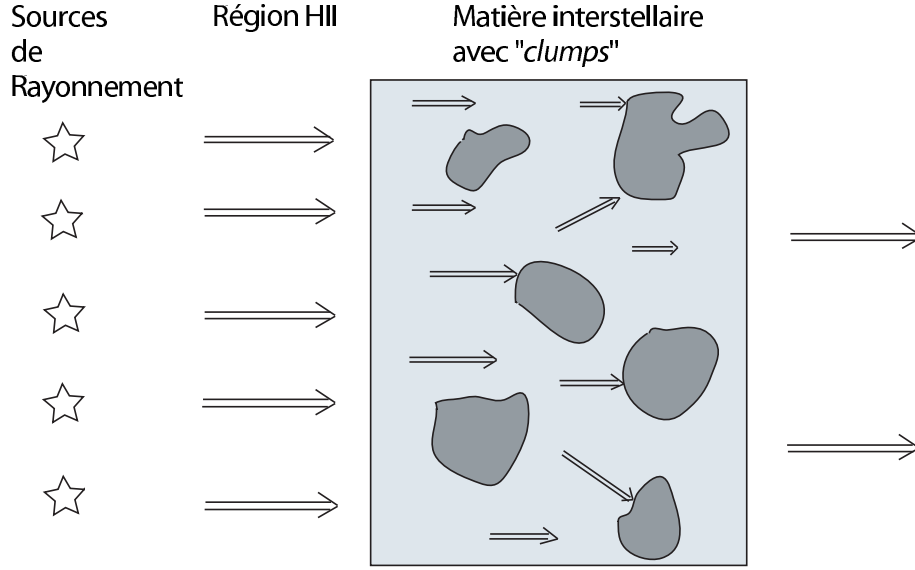


FIG. 8.3 – Figure schématisant une Région de PhotoDissociation "clumpy" où la matière n'est pas homogène mais présente des sortes de grumeaux ou "clumps" (formes en gris foncé). Le rayonnement FUV émis par les étoiles (sources FUV) pénètre dans le milieu dit "interclump" (entre les clumps, milieu gris clair) et irradie la surface des "clumps" après avoir traversé la région HII. Chaque clump peut ainsi être modélisé par une PDR.

pour les modèles LVGs (voir les Tables 7.1 et 7.2 dans la Partie 2 Chap. 7 et les Tables 8.1 et 8.2 ci-après). Comme pour les modèles LVGs, notre étude se porte toujours sur le **gaz moléculaire chaud et dense**, c'est pourquoi les rapports de raies utilisés sont les mêmes que pour les modèles LVGs et tiennent toujours compte à la fois des transitions en ^{12}CO et en ^{13}CO de plus haut-J observées. Les rapports de raies utilisées par cette modélisation ont cependant été calculés non pas à partir des aires intégrées A (en K km s^{-1}) comme il a été fait pour les modèles LVGs, mais à partir des intensités I (en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$). On a choisi de travailler ici avec des rapports d'intensités et non d'aires intégrées car les prédictions issues des modèles PDRs sont exprimées en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ pouvant être plus facilement converties en intensité. Les rapports d'intensités sont donc mieux adaptés à cette modélisation. On obtient ainsi les valeurs résumées dans les Tables 8.1 et 8.2.

Pour trouver le modèle qui reproduit le mieux les observations (ou meilleur modèle), on a appliqué la méthode détaillée dans la Partie 2 Chap 7 ; à savoir une minimisation par la méthode des moindres carrés. On calcule pour chaque modèle un χ^2 entre les valeurs des rapports de raies observés et prédits (répertoriés dans les Tables 8.1 et 8.2) en utilisant l'Eq. 7.9 (voir la Partie 2 Chap. 7) qui tient compte des erreurs faites sur les rapports observés. On calcule aussi un $\Delta\chi^2$ tel que $\Delta\chi^2 = |\chi^2 - \chi_{min}^2|$ où χ_{min}^2 est la valeur la plus petite de χ^2 parmi tous les χ^2 . Pour trouver ce χ_{min}^2 , on a minimisé les valeurs de χ^2 . On trouve le meilleur modèle c'est-à-dire celui qui a la plus petite valeur de $\Delta\chi^2$ (ou celui qui a le χ_{min}^2). On relève les paramètres d'entrée qui lui correspondent.

Ces paramètres sont en fait les paramètres physiques recherchés pour décrire le MIS. Ils varient d'un modèle à l'autre et sont au nombre de deux dans notre cas : la densité en hydrogène, $n(\text{H})$, et le flux FUV, χ_{FUV} , qui illumine le nuage de chaque côté. L'épaisseur de la couche est fixe et de $A_v = 10$ mag. Les autres paramètres, comme la distribution en taille des poussières, les taux de collisions, les taux de réactions ou encore la nature des sources qui émettent les photons FUV, restent les mêmes dans tous les modèles (on utilise des valeurs

TAB. 8.1 – Rapports d'intensités (I en $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$) observés et prédits (issus du meilleur modèle PDR) pour Henize 2-10, IC 10, IC 342 et NGC 253. Nous avons regroupé dans cette table ces quatre galaxies puisque ce sont les mêmes rapports (voir la première colonne) qui ont été utilisés pour contraindre les modèles PDRs (voir le texte).

I ($\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$)	Henize 2-10 observations*	IC 10 observations*	IC 342 observations*	NGC 253 observations*
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(4-3)}$	0.4 ± 0.2^a	0.7 ± 0.1^a	0.8 ± 0.1^a	0.3 ± 0.1^a
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	0.3 ± 0.1^a	$0.3 \pm 5.5 \times 10^{-2a}$	$0.5 \pm 4.5 \times 10^{-2a}$	$0.2 \pm 7.7 \times 10^{-2a}$
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	$0.2 \pm 8.0 \times 10^{-2a}$	0.6 ± 0.2^a	0.9 ± 0.1^a	$0.2 \pm 8.7 \times 10^{-2a}$
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	$(8.4 \pm 2.3) \times 10^{-2a}$	0.5 ± 0.1^a	$0.4 \pm 4.1 \times 10^{-2a}$	$(8.4 \pm 2.6) \times 10^{-2a}$
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$	10.2 ± 4.7^a	11.8 ± 2.3^a	6.3 ± 0.8^a	36.0 ± 14.4^a
$\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$	17.5 ± 6.5	-	12.9 ± 0.5	13.2 ± 2.5
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{13}\text{CO}(2-1)}$	22.0 ± 6.7	18.2 ± 7.3	12.5 ± 0.6	14.8 ± 3.4
	modèle PDR	modèle PDR	modèle PDR	modèle PDR
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(4-3)}$	0.4	0.5	0.5	1.1
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	0.2	0.3	0.4	1.7
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	0.2	0.5	0.9	1.6
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	5.5×10^{-2}	0.1	0.3	1.6
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$	10.1	12.3	6.3	11.7
$\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$	19.2	18.9	11.3	28.7
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{13}\text{CO}(2-1)}$	12.9	14.6	7.1	16.5

* : rapports déduits des observations marquées d'un astérisque dans la Table 4.4; a : valeurs utilisées comme contraintes pour les modèles PDRs (voir le texte); - : valeurs non observées et non trouvées dans la littérature.

TAB. 8.2 – Rapports d'intensités (I en $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$) observés et prédits (issus du meilleur modèle PDR) pour M 83, NGC 6946 et les deux positions dans la galaxie des Antennes (NGC 4038 et Overlap). Voir la légende de la Table 8.1. Nous avons réuni ces quatre sources, deux par deux, car d'une part, M 83 et NGC 6946 et, d'autre part NGC 4038 et Overlap, utilisent les mêmes rapports de raies pour contraindre les modèles.

I ($\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$)	M 83 observations*	NGC 6946 observations*	NGC 4038 observations*	Overlap observations*
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(4-3)}$	0.5 ± 0.2^a	$0.6 \pm 2.9 \times 10^{-2a}$	1.1 ± 0.1	2.0 ± 0.2
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	$0.2 \pm 4.3 \times 10^{-2a}$	$0.4 \pm 8.9 \times 10^{-2a}$	$0.2 \pm 3.5 \times 10^{-2a}$	0.4 ± 0.2^a
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	-	-	2.4 ± 0.8	1.7 ± 1.3
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	$(4.8 \pm 0.3) \times 10^{-2a}$	$0.2 \pm 3.5 \times 10^{-2a}$	$(6.1 \pm 1.9) \times 10^{-2a}$	$(8.8 \pm 3.3) \times 10^{-2a}$
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	-	-	0.7 ± 0.3	0.4 ± 0.1
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$	9.7 ± 3.0^a	19.5 ± 2.3	20.6 ± 12.6^a	$25.1 \pm 7.2^{a,b}$
$\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$	-	12.7 ± 5.1	-	-
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{13}\text{CO}(2-1)}$	3.9 ± 0.4	23.6 ± 5.3	27.9 ± 11.1	18.8 ± 7.5
	modèle PDR	modèle PDR	modèle PDR	modèle PDR
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(4-3)}$	0.4	1.3	0.4	0.5
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	0.2	4.2	0.2	0.8
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	0.2	10.0	0.3	2.0
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	4.9×10^{-2}	4.5	4.5×10^{-2}	0.2
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	4.7×10^{-2}	10.9	5.5×10^{-2}	0.4
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$	9.6	30.4	19.6	28.1
$\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$	19.3	31.2	24.6	29.7
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{13}\text{CO}(2-1)}$	12.4	31.0	21.9	29.3

* : rapports déduits des observations marquées d'un astérisque dans la Table 4.4 ; a : valeurs utilisées comme contraintes pour les modèles PDRs (voir le texte) ; b : valeur déduite de Zhu et al. [2003] ; - : valeurs non observées et non trouvées dans la littérature.

standards du type de celles utilisées pour modéliser le MIS de la Voie Lactée). Pour les modèles PDRs utilisés dans ce travail, on a considéré que toutes les galaxies ont une métallicité proche de la métallicité solaire ($12 + \log \left(\frac{O}{H} \right) = 8.90 \pm 0.04$, voir Arimoto et al. 1996). Pour IC 342 et IC 10, cette hypothèse est assez grossière puisque ces deux noyaux ont respectivement une métallicité sur et sous solaire (voir la Table 3.1 dans la Partie 1 Chap. 3). Les résultats PDRs obtenus pour ces deux sources seront donc à considérer avec précaution.

Nous avons obtenu une grille de modèles comprise entre $1.0 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ et $1.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ en $n(H)$ et comprise entre $1.5 \times 10^3 G_0$ et $1.5 \times 10^6 G_0$ en χ_{FUV} , où G_0 correspond au champ de rayonnement interstellaire local moyen ("*ISRF*") qui vaut $G_0 = 2.7 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [Draine, 1978]. Cette grille de modèles est plus petite (378 modèles) que celle issue de la modélisation LVG (quelques millions de modèles!) car un modèle PDR nécessite beaucoup plus de temps de calculs que les modèles LVGs à cause des calculs de chimie (réactions chimiques). C'est pourquoi, on s'est restreint à seulement une quarantaine de valeurs en $n(H)$ et une dizaine de valeurs en G_0 , valeurs typiques du milieu interstellaire de notre échantillon de galaxies. Chaque doublet ($n(H)$, χ_{FUV}) correspond donc à une solution PDR qui prédit les intensités des raies $^{12}\text{CO}(1-0)$ à $^{12}\text{CO}(15-14)$, $^{13}\text{CO}(1-0)$ à $^{13}\text{CO}(6-5)$ et les intensités de deux transitions du carbone atomique ($[\text{C I}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ et $[\text{C I}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$). Bien sûr, ces modèles prédisent également les intensités de raies de nombreuses autres espèces mais notre étude se borne aux transitions de C et de CO. A partir de ces intensités modélisées (I_{mod}), on calcule les rapports d'intensité prédits et par la méthode de moindres carrés, on les compare aux valeurs observées. On trouve ainsi le modèle ($n(H)$, χ_{FUV}) qui reproduit le mieux les observations. Les valeurs des rapports de raies observés et prédits (du meilleur modèle) sont répertoriées dans les Tables 8.1 et 8.2 pour les galaxies Henize 2-10, IC 10, IC 342 et NGC 253 d'une part et les galaxies M 83, NGC 4038, Overlap et NGC 6946 d'autre part.

De même que pour les modèles LVGs, nous avons remarqué que beaucoup de modèles ont un $\Delta\chi^2$ faible soit une valeur de χ^2 proche de la valeur de χ_{min}^2 . Nous avons donc construit, de la même manière que pour les modèles LVGs, des graphiques d'isocontours de $\Delta\chi^2$ pour les modèles PDRs (voir les Figs. 8.4 et 8.5). Ces figures présentent pour chaque source étudiée, un graphique, en échelle logarithmique, de la densité en fonction du flux incident. Chaque croix correspond à une solution ($n(H)$, χ_{FUV}) pour laquelle on a calculé les rapports de raies et obtenu un χ^2 et un $\Delta\chi^2$. La Fig. 8.4 présente en haut à gauche le résultat pour Henize 2-10, en haut à droite, pour IC 10, en bas à gauche, pour NGC 6946 et en bas à droite, pour M 83. Dans le même ordre, sur la Fig. 8.5, on trouve les solutions de la modélisation PDR pour les galaxies NGC 4038, IC 342, Overlap et NGC 253. Ces figures ne contiennent que les modèles PDRs ayant les plus faibles valeurs de $\Delta\chi^2$ (parmi les 364 modèles utilisés). Ces modèles correspondent donc aux solutions PDRs qui reproduisent le mieux les observations. Les valeurs des contours de $\Delta\chi^2$ sont spécifiées en haut des graphiques de chaque source. On a également tracé les droites représentant $\frac{n(H)}{\chi_{FUV}} = 1$ et $\frac{n(H)}{\chi_{FUV}} = 100$ (en noir) pour faciliter la lecture de ces graphiques.

Vu le nombre réduit de modèles, l'interpolation des points (Cf. la Partie 2 Chap. 7) de la grille (croix sur les Figs. 8.4 et 8.5 qui correspondent aux modèles PDRs) ne se fait pas toujours correctement. Ainsi, il arrive qu'un isocontour soit tracé alors qu'il ne contient aucun point soit aucune solution PDR existante. C'est le cas pour la galaxie Henize 2-10 (voir la Fig. 8.4) où les trois zones blanches situées à $\log(n(H)) > 5.6$ et $\log(\chi_{FUV}) > 5$ ne contiennent aucune croix de la grille. De même, dans le cas de IC 10, les deux zones les plus foncées et la zone blanche (voir la Fig. 8.4) situées à $\log(n(H)) > 5.4$ et $\log(\chi_{FUV}) > 5$, comme dans le cas de NGC 6946 avec les trois zones blanches (voir la Fig. 8.4) et enfin, dans le cas de M 83, les zones blanches (voir la Fig. 8.4) situées non seulement à $\log(n(H)) > 5.6$ et $\log(\chi_{FUV}) > 4.8$ mais aussi à $\log(n(H)) \approx 5$ et $4.2 < \log(\chi_{FUV}) < 4.6$, ne peuvent donc pas être considérées comme des zones de meilleurs modèles, soit des zones contenant les modèles PDRs qui reproduisent

le mieux les observations. Ainsi, pour Henize 2-10, IC 10, NGC 6946 et M 83, les seules zones acceptables sont respectivement les zones situées à $(5.4 < \log(n(H)) < 5.8, 4.4 < \log(\chi_{FUV}) < 5)$, $(4.8 < \log(n(H)) < 5.6, 4.4 < \log(\chi_{FUV}) < 4.8)$, $(4.8 < \log(n(H)) < 6, 5 < \log(\chi_{FUV}) < 5.6)$ et $(5.2 < \log(n(H)) < 6, 4.4 < \log(\chi_{FUV}) < 4.8)$.

Pour la Fig. 8.5, on peut faire les mêmes remarques : seules les zones acceptables pour NGC 4038 et IC 342 sont respectivement les zones décrites par le premier contour et la zone définie autour de $\log(n(H)) \approx 5.2$ et $\log(\chi_{FUV}) \approx 4$. Pour les galaxies Overlap et NGC 253, il ne semble pas y avoir de zones de meilleurs modèles évidentes. En effet, les zones les plus foncées suggérées par les isocontours de $\Delta\chi^2$ sont des zones 'limites'. Pour NGC 253, il ne semble pas que ces zones soient physiquement acceptables puisque les χ_{FUV} correspondants sont beaucoup trop forts (valeurs extrêmes). Ainsi, pour NGC 253, la zone retenue est celle comprise entre le dixième isocontour et le onzième isocontour en partant de l'isocontour initial ($\Delta\chi^2 = 0.1$). Dans le cas d'Overlap, la zone de meilleur modèle semble plus raisonnable notamment pour les plus basses densités (valeurs beaucoup moins extrêmes des flux que pour NGC 253). Pour améliorer encore la précision de ces contours et ainsi mieux discriminer le meilleur modèle, il faudrait une grille en $n(H)$ et en χ_{FUV} plus serrée (autrement dit plus de points sur les graphiques des Figs. 8.4 et 8.5). Mais cela nécessiterait un temps de calcul très important pour obtenir les prédictions d'une nouvelle série de modèles PDRs. Par ailleurs, la qualité des observations (erreurs sur les rapports de raies observés) est aussi un obstacle à une détermination plus efficace du meilleur modèle.

Comme on l'a montré dans le cas des modèles LVGs, les modèles PDRs sont dégénérés. Les zones de meilleurs modèles décrites ci-dessus sont en effet pour Henize 2-10, IC 10, M 83 et NGC 6946 (voir la Fig. 8.4) plus large en densité qu'en flux. Les modèles PDRs semblent donc mieux contraints en χ_{FUV} qu'en $n(H)$ pour ces sources. A l'inverse, les modèles PDRs pour NGC 4038 (voir la Fig. 8.5) semblent mieux contraints en flux qu'en densité (voir le haut de la Fig. 8.5). Pour IC 342, les modèles PDRs semblent bien contraints à la fois en densité et en flux. Aucune conclusion ne peut être déduite sur la contrainte des modèles PDRs en $n(H)$ ou en χ_{FUV} pour NGC 253 ni pour Overlap (voir le bas de la Fig. 8.5).

Dans les zones désignées comme celles correspondant aux meilleurs modèles, nous avons choisi une solution unique PDR qui reproduit le mieux les observations parmi toutes les solutions contenues dans la dite zone. Le choix de ce meilleur modèle s'est déterminé premièrement, en comparant au sein de la zone de meilleurs modèles, les valeurs de $\Delta\chi^2$ de chaque modèle. Puis, quand cela était possible, nous avons isolé le meilleur modèle en utilisant le rapport d'abondance C/CO et l'abondance de CO. En effet, certains modèles ayant des χ^2 très proches de χ_{min}^2 ne pouvaient pas correctement reproduire le MIS des galaxies observées car ils présentaient des valeurs de rapports d'abondance C/CO très élevées et des valeurs d'abondance en CO très faible. Malheureusement dans les cas d'Overlap et de NGC 4038, nous n'avons pas pu trouvé un meilleur modèle PDR qui satisfaisait à la fois le critère du plus faible $\Delta\chi^2$ et le critère C/CO > 1 . Pour ces deux sources, nous avons choisi comme meilleur modèle celui qui respectait le premier critère donc celui qui reproduisait le mieux les observations en CO. Pour chaque source, on expose dans la Table 7.3, les caractéristiques de la solution conservée (considérée comme le meilleur modèle). Comme dans le cas des modèles LVGs, il faut garder à l'esprit les barres d'erreurs des paramètres physiques déduits de ces modèles et représentées dans les Figs. 8.4 et 8.5 (zones de meilleurs modèles). On note que, par ailleurs, toutes les solutions PDRs physiquement acceptables et contenues dans les différentes zones de meilleurs modèles donnent des valeurs de rapports de raies, de taux de refroidissement et de forme de courbe de refroidissement très similaires (facteur $< 5\%$ sur les rapports).

Ainsi, les paramètres physiques répertoriés dans la Table 7.3, nous apportent une information complémentaire à celle fournie précédemment par la modélisation LVG. On peut davantage décrire les processus physiques et chimiques du milieu interstellaire des noyaux

de galaxies proches en définissant des gammes de propriétés physiques pouvant reproduire correctement son gaz moléculaire chaud et dense. De plus, cette modélisation PDR permet d'obtenir simultanément des prédictions sur le carbone atomique, ce qui n'était pas possible avec les modèles LVGs.

Dans la suite, pour chaque source, nous résumons les prédictions issues du meilleur modèle PDR. Nous discutons également des résultats obtenus sur les transitions de C. De nouveau, on précise que des prédictions sur les autres espèces (oxygène, soufre, azote,...) traitées par la modélisation PDR sont disponibles pour être comparées à des observations. Ce travail pourrait faire l'objet d'une étude complémentaire très intéressante. Nous mettons également l'accent sur le fort pouvoir prédictif de ces modèles dans la suite.

8.3 Résultats obtenus sur notre échantillon de galaxies

8.3.1 Les paramètres physiques du meilleur modèle

Pour chaque noyau de galaxie, on a répertorié dans la Table 8.3 les paramètres physiques du meilleur modèle PDR choisi d'après les critères précédemment exposés et les hypothèses de l'approximation PDR. Ces paramètres physiques sont ceux qui reproduisent le mieux les observations.

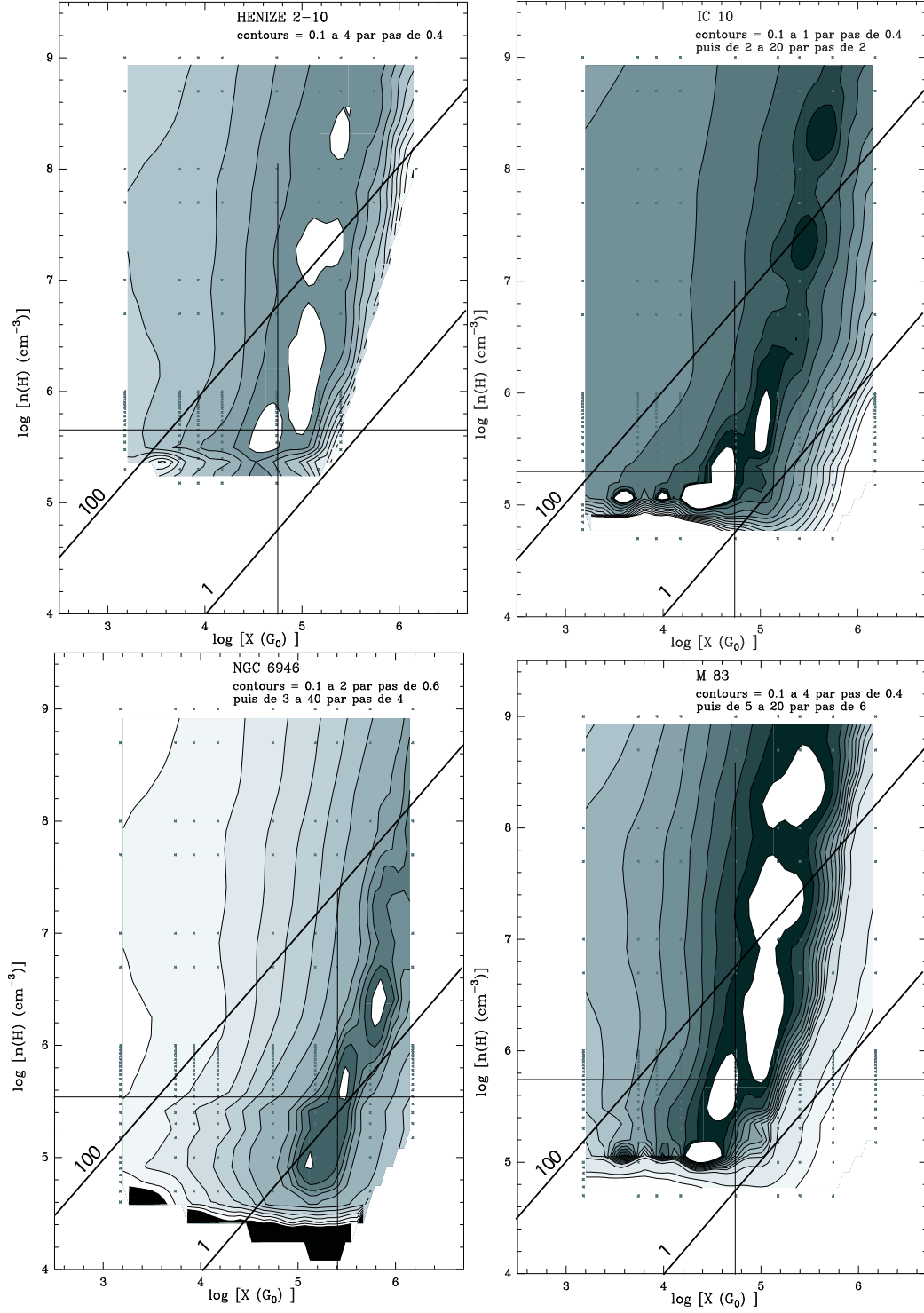


FIG. 8.4 – Isocontours de $\Delta\chi^2$ dans un graphique $n(\text{H})$ (en cm^{-3}) en fonction de χ_{FUV} (en G_0) pour Henize 2-10 (en haut à gauche), IC 10 (en haut à droite), NGC 6946 (en bas à gauche) et M 83 (en bas à droite). Les valeurs de $\Delta\chi^2$ sont obtenues à partir de la minimisation par la méthode des moindres carrés des valeurs des rapports d'intensités issues des modèles PDRs avec celles issues des observations (voir le texte). Les modèles ayant un $\Delta\chi^2$ grand ne sont pas pris en compte dans ces figures car ils sont trop éloignés des solutions les plus probables (voir les valeurs des contours en haut de chaque graphique). Chaque croix correspond à la solution d'un modèle PDR soit un doublet $(n(\text{H}), \chi_{FUV})$ pour lequel les intensités des transitions moléculaires (^{12}CO et ^{13}CO) et les deux transitions de carbone atomique C ont été calculées. Les deux droites concourantes permettent de situer le meilleur modèle en $n(\text{H})$ et χ_{FUV} . Les deux autres droites noires représentent $\frac{n(\text{H})}{\chi_{FUV}} = 1$ et $\frac{n(\text{H})}{\chi_{FUV}} = 100$.

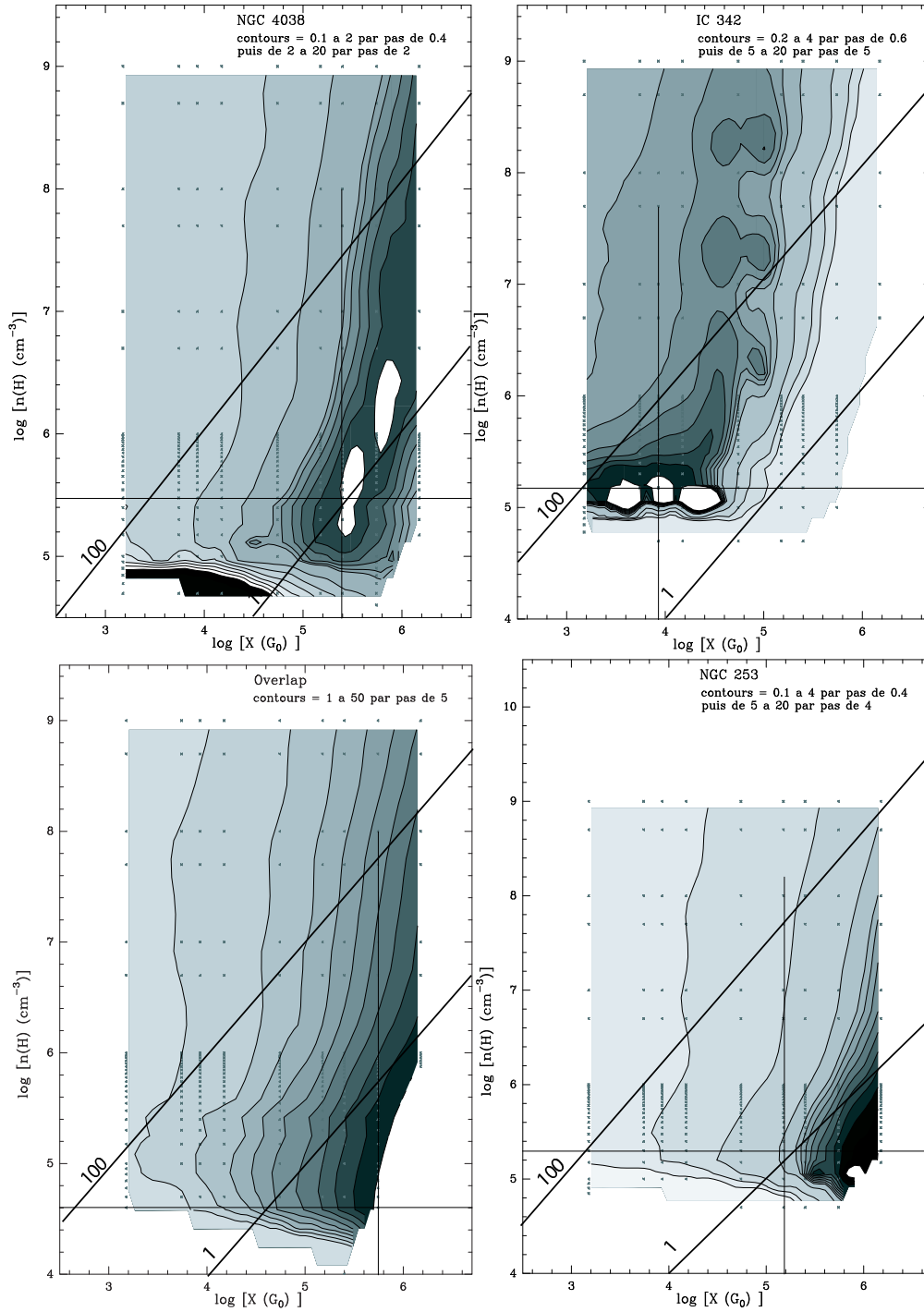


FIG. 8.5 – Isocontours de $\Delta\chi^2$ dans un graphique $n(H)$ (en cm^{-3}) versus χ_{FUV} (en G_0) pour NGC 4038 (en haut à gauche), IC 342 (en haut à droite), Overlap (en bas à gauche) et NGC 253 (en bas à droite). Voir la légende de la Fig 8.4 et le texte.

TAB. 8.3 – Paramètres physiques du meilleur modèle PDR pour les galaxies Henize 2-10, IC 10, IC 342, M 83, NGC 4038, Overlap, NGC 253 et NGC 6946. Pour comparer les observations et les modèles, on rappelle dans les dernières lignes les taux de refroidissement du CO (^{12}CO et ^{13}CO) et du C déduits des observations et on expose les valeurs prédites par les modèles PDRs.

	Henize 2-10	IC 10	IC 342	M 83	NGC 4038	Overlap	NGC 253	NGC 6946
FUV radiation χ_{FUV} (G_0)	5.5×10^4	5.5×10^4	8.5×10^3	5.5×10^4	2.5×10^5	5.5×10^5	1.5×10^4	2.5×10^5
n(H) (cm^{-3})	4.5×10^5	2.0×10^5	1.5×10^5	5.5×10^5	3.0×10^5	4.0×10^4	2.0×10^5	3.5×10^5
Δv^a (kms^{-1})	60	15	54	91	92	155	187	158
FR_{PDR}^b	2.1×10^{-3}	1.3×10^{-2}	2.9×10^{-2}	1.2×10^{-2}	9.4×10^{-3}	2.9×10^{-1}	1.0×10^{-1}	1.2×10^{-2}
Taux de refroidissement du ^{12}CO prédit ($\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$)	1.0×10^{-8}	6.4×10^{-9}	4.0×10^{-8}	1.2×10^{-7}	3.2×10^{-8}	2.8×10^{-8}	7.0×10^{-7}	8.9×10^{-8}
Taux de refroidissement du ^{13}CO prédit ($\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$)	4.8×10^{-10}	3.4×10^{-10}	3.6×10^{-9}	5.1×10^{-9}	1.0×10^{-9}	9.9×10^{-10}	5.6×10^{-8}	2.7×10^{-9}
Taux de refroidissement de C prédit ($\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$)	4.1×10^{-9}	5.6×10^{-9}	3.6×10^{-8}	3.7×10^{-8}	2.7×10^{-8}	7.7×10^{-7}	5.1×10^{-8}	6.3×10^{-8}
Taux de refroidissement du ^{12}CO observé ($\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$) ^c	5.9×10^{-9}	4.7×10^{-9}	2.7×10^{-8}	4.1×10^{-8}	1.2×10^{-8}	1.2×10^{-8}	4.9×10^{-7}	3.1×10^{-8}
Taux de refroidissement du ^{13}CO observé ($\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$) ^c	5.9×10^{-11}	5.2×10^{-11}	9.3×10^{-10}	7.5×10^{-10}	1.0×10^{-10}	6.8×10^{-11}	4.3×10^{-9}	4.1×10^{-10}
Taux de refroidissement de C observé ($\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$) ^d	3.0×10^{-10}	1.2×10^{-9}	7.9×10^{-9}	2.2×10^{-9}	5.4×10^{-10}	3.6×10^{-10}	7.2×10^{-8}	1.4×10^{-9}

^a : déduits des ajustements gaussiens de la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$; ^b : facteur de remplissage (FR_{PDR}) de la région émettrice de CO sous un lobe principal de 21.9" (voir le texte); ^c : valeurs rappelées ici (voir la Table 7.3 dans la Partie 2 Chap. 7 et le texte du Chap. 5 dans la Partie 1); ^d : voir le texte du Chap. 5 dans la Partie 1.

8.3.2 Les taux de refroidissement déduits

A partir de ces paramètres physiques, le meilleur modèle PDR nous fournit les intensités I_{mod} en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ (puis converties en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$) des raies $^{12}\text{CO}(1-0)$ jusqu'à $^{12}\text{CO}(15-14)$, des raies $^{13}\text{CO}(1-0)$ jusqu'à $^{13}\text{CO}(6-5)$ et des raies $[\text{C I}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ et $[\text{C I}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$. Pour calculer les taux de refroidissement modélisés du ^{12}CO , du ^{13}CO et du C, on additionne les intensités des raies mentionnées ci-dessus et on compare la valeur obtenue avec les valeurs des taux de refroidissement observés (voir la Table 8.3 dans laquelle ces valeurs sont rappelées).

Ainsi, on peut remarquer un bon accord entre les valeurs des taux de refroidissement prédits et observés du ^{12}CO pour les galaxies Henize 2-10, IC 10, IC 342 et NGC 253 puisque les différences de rapports entre les taux prédits et observés sont inférieurs à un facteur 2. Pour M 83, NGC 4038, Overlap et NGC 6946, les facteurs sont respectivement de 2.9, 2.7, 2.3 et 2.9. On retrouve ici exactement les comportements précédemment observés dans le cas de la modélisation LVG. La complétude et la qualité des observations pour chaque source apparaît encore comme des caractéristiques primordiales pouvant expliquer les différences remarquées entre les observations et les prédictions.

Pour la comparaison entre les taux de refroidissement prédits et observés du ^{13}CO , on retrouve également ce qui avait été mis en avant dans la Partie 2 Chap. 7 à savoir des écarts plus importants pour le ^{13}CO que ceux calculés pour les taux de refroidissement du ^{12}CO . En effet, les écarts (rapports) entre les taux de refroidissement prédit et observé du ^{13}CO sont pour Henize 2-10, IC 10, IC 342, M 83, NGC 253, NGC 4038 & Overlap et NGC 6946 respectivement de 8.1, 6.6, 3.9, 6.8, 10.0, 14.6, 13.0 et 6.6.

L'accès aux transitions du ^{12}CO ayant un $J_{upper} \geq 7$ et du ^{13}CO ($J_{upper} \geq 6$) dans un futur plus ou moins proche avec les instruments comme *CARMA*, *IRAM-PdB*, *SMA*, *ALMA* et *Herschel* sera donc primordial afin de mieux évaluer les taux de refroidissement observés (surtout du ^{13}CO où les observations s'arrêtent à $J_{upper} = 3$).

En ce qui concerne les résultats sur les transitions du carbone atomique, il apparaît clairement que le meilleur modèle PDR de chaque source, contraint par des transitions du CO, ne reproduit pas correctement les observations en C. En effet, les écarts sont significatifs entre observations et prédictions (voir la Table 8.3 et l'article Bayet et al. [2004] et Bayet et al. [2005a] (soumis)). Pour chaque galaxie, il serait intéressant de chercher parmi les 364 modèles ceux qui reproduisent le mieux à la fois les observations des transitions à haut-J du CO et des transitions de C et d'analyser la compatibilité de leur paramètres physiques avec la réalité. Malheureusement, les raies de C ne semblent a priori pas compatibles en terme d'émission avec celle des raies à haut-J du CO (milieux ayant des propriétés physiques différentes). C'est pourquoi, puisque nous étudions le gaz moléculaire chaud et dense, nous avons focalisé notre étude sur les raies caractéristiques de ce gaz soit les raies à haut-J du CO (voir la discussion dans la Partie 1 Chap. 4). Si l'on faisait intervenir directement dans les contraintes des modèles, les raies à bas-J du CO, les solutions proposées par la modélisation PDR reproduiraient certainement mieux les transitions de C qui semble davantage, elles aussi, caractériser un gaz plus froid et plus étendu. Ces écarts entre les observations et les prédictions de carbone neutre peut aussi s'expliquer par le fait que A_v est fixe. En effet, si on faisait varier A_v , au même titre que le flux FUV ou la densité, on arriverait sûrement à trouver un modèle plus compatible avec les observations de C et de CO à haut-J. Plus précisément, on s'aperçoit que le rapport entre l'émission prédite du carbone neutre total et celle du CO total est trop élevé par rapport aux valeurs observées. En faisant varier A_v , pour un rayonnement FUV assez fort, on pourrait davantage récupérer de l'émission en CO sans faire varier nécessairement beaucoup celle surtout en C. On se rapprocherait alors mieux des phénomènes observés. D'autres paramètres fixes des modèles peuvent aussi être la cause de cette mauvaise reproduction de l'émission du carbone neutre. Mais, le principal problème reste la connaissance (proportion) du mélange

gaz neutre gaz moléculaire à petite échelle, dans le MIS des noyaux de galaxies.

Par galaxie, les contributions des raies au taux de refroidissement prédits de C, de ^{12}CO et de ^{13}CO sont les suivantes :

- **Henize 2-10** : Pour les taux de refroidissement prédits du ^{12}CO et du ^{13}CO , ce sont respectivement les raies $^{12}\text{CO}(7-6)$ (21.5%), $^{12}\text{CO}(6-5)$ (20.5%) et $^{12}\text{CO}(5-4)$ (16.7%) ainsi que les raies $^{13}\text{CO}(6-5)$ (33.3%), $^{13}\text{CO}(5-4)$ (33.0%) et $^{13}\text{CO}(4-3)$ (22.3%) qui dominent. La raie $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ représente 80.0% du taux de refroidissement prédit de C.
- **IC 10** : Pour les taux de refroidissement prédits du ^{12}CO et du ^{13}CO , ce sont respectivement les raies $^{12}\text{CO}(5-4)$ (24.7%), $^{12}\text{CO}(6-5)$ (24.6%) et $^{12}\text{CO}(4-3)$ (16.8%) ainsi que les raies $^{13}\text{CO}(5-4)$ (33.0%), $^{13}\text{CO}(6-5)$ (26.8%) et $^{13}\text{CO}(4-3)$ (26.8%) qui dominent. La raie $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ représente 79.4% du taux de refroidissement prédit de C.
- **IC 342** : Les raies qui contribuent le plus aux taux de refroidissement prédits du ^{12}CO et du ^{13}CO , sont respectivement les raies $^{12}\text{CO}(5-4)$ (27.3%), $^{12}\text{CO}(6-5)$ (23.6%) et $^{12}\text{CO}(4-3)$ (20.1%) ainsi que les raies $^{13}\text{CO}(4-3)$ (30.6%), $^{13}\text{CO}(5-4)$ (29.6%) et $^{13}\text{CO}(3-2)$ (17.7%). La raie $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ représente 76.4% du taux de refroidissement prédit de C.
- **M 83** : Les raies qui contribuent le plus aux taux de refroidissement prédits du ^{12}CO et du ^{13}CO , sont respectivement les raies $^{12}\text{CO}(7-6)$ (20.1%), $^{12}\text{CO}(6-5)$ (19.3%) et $^{12}\text{CO}(8-7)$ (15.2%) ainsi que les raies $^{13}\text{CO}(6-5)$ (34.7%), $^{13}\text{CO}(5-4)$ (32.8%) et $^{13}\text{CO}(4-3)$ (21.6%). La raie $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ représente 80.3% du taux de refroidissement prédit de C.
- **NGC 4038** : Les taux de refroidissement prédits du ^{12}CO et du ^{13}CO sont respectivement dominés par l'émission des raies $^{12}\text{CO}(6-5)$ (23.4%), $^{12}\text{CO}(5-4)$ (20.3%) et $^{12}\text{CO}(7-6)$ (19.1%) ainsi que par l'émission des raies $^{13}\text{CO}(6-5)$ (35.7%), $^{13}\text{CO}(5-4)$ (33.4%) et $^{13}\text{CO}(4-3)$ (21.1%). La raie $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ représente 81.8% du taux de refroidissement prédit de C.
- **Overlap** : Les taux de refroidissement prédits du ^{12}CO et du ^{13}CO sont respectivement dominés par l'émission des raies $^{12}\text{CO}(5-4)$ (28.2%), $^{12}\text{CO}(4-3)$ (27.7%) et $^{12}\text{CO}(6-5)$ (17.2%) ainsi que par l'émission des raies $^{13}\text{CO}(5-4)$ (32.2%), $^{13}\text{CO}(4-3)$ (29.7%) et $^{13}\text{CO}(6-5)$ (21.0%). La raie $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ représente 83.3% du taux de refroidissement prédit de C.
- **NGC 253** : Les raies $^{12}\text{CO}(6-5)$ (25.0%), $^{12}\text{CO}(5-4)$ (24.9%) et $^{12}\text{CO}(4-3)$ (17.0%) ainsi que les raies $^{13}\text{CO}(5-4)$ (31.4%), $^{13}\text{CO}(4-3)$ (28.3%) et $^{13}\text{CO}(6-5)$ (21.7%) représentent les principales contributions aux taux de refroidissement prédits respectivement du ^{12}CO et du ^{13}CO . La raie $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ représente 77.2% du taux de refroidissement prédit de C.
- **NGC 6946** : Les raies $^{12}\text{CO}(6-5)$ (22.5%), $^{12}\text{CO}(7-6)$ (19.6%) et $^{12}\text{CO}(5-4)$ (18.7%) ainsi que les raies $^{13}\text{CO}(6-5)$ (36.8%), $^{13}\text{CO}(5-4)$ (33.3%) et $^{13}\text{CO}(4-3)$ (20.5%) représentent les principales contributions aux taux de refroidissement prédits respectivement du ^{12}CO et du ^{13}CO . La raie $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ représente 82.0% du taux de refroidissement prédit de C.

Les Figs. 7.5, 7.6, 7.7, 7.8, 7.9, 7.10, 7.11 et 7.12 exposées dans la Partie 2 Chap.

7 montrent, pour chaque galaxie, les intensités prédites (en fonction de J_{upper}) issues de la meilleure solution PDR parmi tous les modèles PDRs synthétisés (voir les graphiques de droite). Les intensités des raies du ^{12}CO et du ^{13}CO sont reproduites respectivement jusqu'à l'intensité de la raie $^{12}\text{CO}(15-14)$ et jusqu'à l'intensité de la raie $^{13}\text{CO}(6-5)$. Les prédictions issues des meilleurs modèles ont été multipliées par un facteur de remplissage FR_{PDR} calculé de la même manière que pour les modèles LVGs et dont les valeurs sont exposées dans la Table 8.3.

Comme il a été précédemment mentionné, les modèles PDRs utilisés ici ont été développés pour des nuages interstellaires locaux (on s'est servi des valeurs standards utilisés pour reproduire le MIS de notre Galaxie). La dispersion en vitesse de ces nuages (qui est aussi un paramètre d'entrée des modèles) rentre en compte dans les calculs des taux de photodissociation de H_2 et de CO ainsi que dans le calcul de leur émissivité. Utiliser un modèle PDR pour ajuster des observations d'une galaxie se complique par le fait, qu'en général, dans une galaxie, plusieurs PDRs contribuent à l'émission totale collectée dans le lobe principal. Cette émission donne lieu à une raie large (largeur variant de 10 à 100 kms^{-1} , voir les spectres présentés dans la Partie 1 Chap. 3) qui est à comparer avec une unique raie modélisée PDR fine (1 kms^{-1}). Pour corriger de cet effet, Il a donc fallu appliquer en plus du facteur de remplissage du lobe principal (FR_{PDR}), un facteur $\frac{\Delta v(\text{galaxie})}{\Delta v(PDR)}$ où $\Delta v(\text{galaxie})$ est la largeur de la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$ reportée dans la Table 8.3 et où $\Delta v(PDR)$ vaut 1 kms^{-1} (largeur typique pour un nuage local).

8.4 Résumé et discussion des modèles PDRs

8.4.1 Principaux résultats

Grâce à la modélisation PDR, on peut encore confirmer la nette domination des raies à haut-J du ^{12}CO et du ^{13}CO ($J_{upper} \geq 3$) dans le refroidissement du milieu interstellaire. Ces transitions sont les plus efficaces pour refroidir le gaz moléculaire. Les raies à bas-J du CO (comme les raies $^{12}\text{CO}(1-0)$ ou $^{12}\text{CO}(2-1)$) restent tout de même indispensables pour estimer la masse des régions étudiées (via le facteur de conversion CO-H_2). En effet, on ne connaît pas encore bien la structure spatiale du gaz moléculaire chaud et dense caractérisé par les raies à haut-J du CO contenu dans les noyaux de galaxies. On peut cependant affirmer que les régions produisant ces hautes transitions du CO nécessitent des propriétés physiques plus restrictives que les régions produisant du CO à bas-J. Il semble donc probable que l'émission à haut-J du CO corresponde à des régions moins étendues. Il serait particulièrement intéressant d'observer à haute résolution les noyaux de galaxies proches comme IC 10, NGC 6946, Henize 2-10,... et de faire une comparaison de la structure spatiale entre les transitions à haut-J et à bas-J. Dans la Partie 3 Chap. 7, on présente déjà des données interférométriques obtenues avec l'*IRAM-PdB* de la galaxie IC 10 (noyaux et deux positions en dehors de la région centrale) à la fréquence de 115 GHz (raie $^{12}\text{CO}(1-0)$). Pour réaliser une comparaison des données prises à haute et à basse fréquence, dans les mêmes régions, il faut attendre la mise en service des radio-interféromètres comme *ALMA*. Pour l'instant, les modèles PDRs ne nous permettent pas de visualiser la structure spatiale du MIS puisque la géométrie utilisée reste assez éloignée de la réalité (le milieu interstellaire est fractionné ("clumpy") tandis que les modèles PDRs se servent de tranches de matière sous une géométrie plane parallèle).

La modélisation PDR (comme LVG) met à nouveau en lumière l'intérêt d'une détection de la raie $^{12}\text{CO}(5-4)$ dans les noyaux de galaxies proches. C'est une raie, qui contribue, dans la plupart des cas, de façon significative au refroidissement du gaz (de 16.7% du taux de refroidissement pour Henize 2-10 à 27.3% du taux de refroidissement pour IC 342). De plus, le rôle prédominant de la raie $^{13}\text{CO}(6-5)$ est à nouveau confirmé. Cette raie est primordiale

pour correctement estimer le refroidissement du gaz, et elle permet de discriminer les solutions LVGs comme les solutions PDRs (voir ci-après). Enfin, la raie $^{12}\text{CO}(8-7)$ apparaît elle aussi très intéressante à étudier puisqu'elle permettrait aussi de mieux discriminer les solutions LVGs tout comme les solutions PDRs. En effet, les différences entre ces deux modélisations émergent surtout pour les prédictions des raies ayant un $J_{upper} \geq 8$ (voir les Figs. 7.5 à 7.12 dans la Partie 2 Chap. 7).

Si l'on résume les comparaisons obtenues entre les observations et les prédictions PDRs tant qu niveau des courbes de refroidissement qu'au niveau des valeurs des taux déduits, pour les transitions de ^{12}CO , on remarque un bon accord. En ce qui concerne le ^{13}CO , les courbes de refroidissement prédites sont en accord avec les observations c'est-à-dire jusque pour la raie $^{13}\text{CO}(3-2)$ dans toutes les sources sauf NGC 253 et Overlap (sources pour lesquelles aucune zone de meilleurs modèles n'a pu être définie). Les estimations des taux de refroidissement du ^{13}CO diffèrent significativement des taux observés, ce qui est attendu vu l'incomplétude de l'échantillon de raies en ^{13}CO .

En ce qui concerne le carbone neutre, les différences entre observations et prédictions sont significatives, comme il est mentionné plus haut. Ceci peut être dû à plusieurs effets : soit le comportement du carbone neutre s'avère davantage similaire à celui des basses transitions du CO (elles aussi mal reproduites par les modèles PDRs) soit un paramètre du modèle jusqu'alors fixe doit être ajusté aux observations (A_v par exemple).

8.4.2 Comparaisons LVG/PDR/observations

Si on compare les solutions LVGs et PDRs, et qu'on veut, pour chaque galaxie, établir un échantillon de raies homogène allant jusqu'aux raies $^{12}\text{CO}(15-14)$ et $^{13}\text{CO}(6-5)$, on a donc :

- * Dans le cas des Antennes, les modèles LVGs et PDRs reproduisent, dans l'ensemble, moins bien les observations que pour les autres galaxies, à cause surtout du faible rapport S/B de certaines raies comme la raie $^{12}\text{CO}(4-3)$ et $^{12}\text{CO}(7-6)$ ². Cependant, il existe pour NGC 4038 une bonne concordance entre les prédictions LVGs et PDRs : la position du maximum d'intensité (en $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$, voir les graphiques de droites des Figs. 7.5 à 7.12) est la même ($^{12}\text{CO}(6-5)$) et les taux de refroidissement prédits sont similaires (voir les Tables 7.3 et 8.3). Pour Overlap, les différences entre les deux modélisations apparaissent surtout pour les raies ayant un $J_{upper} > 6$. En effet, au niveau de la position du pic d'intensité, les modèles PDR comme LVG prévoient une même position du maximum d'intensité pour la raie $^{12}\text{CO}(5-4)$ et les taux de refroidissement prédits du ^{12}CO sont en bon accord (facteur $\leq 10\%$). C'est surtout pour les raies de ^{13}CO que les différences deviennent marquées (pics restent similaires mais taux qui diffèrent plus significativement). Dans ce cas, il est très difficile de pencher pour un modèle ou l'autre. Vu la trop grande indétermination existant sur cette source (zone de meilleurs modèles PDR discutable, écarts importants entre prédictions LVG et PDR pour les raies ayant un $J_{upper} > 6, \dots$), elle sera exclue de la discussion abordée dans la sous Sect. 8.4.3.
- * Pour Henize 2-10, IC 10 et IC 342, les solutions proposées par les modélisations LVG et PDR sont en très bon accord dans les courbes de refroidissement du ^{12}CO et les taux prédits sont très similaires voir égaux (Cf. la Fig. 7.6 et les Tables 7.3 et 8.3). Les différences apparaissent seulement pour les courbes de ^{13}CO à partir de $J_{upper} \geq 4$. N'ayant pas suffisamment d'observations (le J_{upper} maximum observé vaut 3) il semble difficile de pouvoir pencher en faveur de l'une ou l'autre modélisation. Quand on étudie encore plus en détail les modèles (valeurs de χ^2_{min} et de $\Delta\chi^2$) pour Henize 2-10 et IC 342, le modèle PDR semble tout de même reproduire légèrement mieux les observations que

²C'est pour cette raison que le $^{12}\text{CO}(4-3)$ et le $^{12}\text{CO}(7-6)$ n'avaient pas été considérés dans les calculs de l'ajustement par la méthode des moindres carrés de la modélisation PDR et LVG.

le modèle LVG. La modélisation PDR est de toute façon plus raffinée que celle LVG. Pour IC 10, on préférera aussi conserver comme meilleures prédictions celles issues des modèles PDRs, par souci d'homogénéité avec les autres sources (voir ci-après la comparaison avec le quasar Cloverleaf et le centre de la Voie Lactée).

- * Pour NGC 253, M 83 et NGC 6946, de faibles différences sont visibles entre les modèles LVGs et PDRs : les pics d'intensités et les valeurs des taux de refroidissement ne sont pas strictement les mêmes (voir les Figs. 7.11, 7.8 et 7.12 ainsi que les Tables 7.3 et 8.3). L'absence d'observations pour NGC 6946 et M 83 de la raie $^{12}\text{CO}(7-6)$ peut expliquer cette indécision dans la position des pics prédits. Pour M 83, les courbes en ^{13}CO semblent cependant en bon accord (position du pic et taux de refroidissement prédits proches) ce qui n'est pas le cas pour NGC 253 ni pour NGC 6946. Les différences entre les prédictions LVGs et PDRs restant assez faibles, on choisira de la même manière que pour IC 10, les prédictions issues des modèles PDRs.

Ainsi, pour chaque source, on a un échantillon homogène de raies allant de la transition $^{12}\text{CO}(1-0)$ jusqu'à la transition $^{12}\text{CO}(15-14)$ et de la transition $^{13}\text{CO}(1-0)$ jusqu'à la transition $^{13}\text{CO}(6-5)$ (mélange de prédictions PDRs et d'observations). De plus, il semble que le bon accord global entre les prédictions LVGs et PDRs valide a posteriori les conclusions établies pour les modèles LVGs.

8.4.3 Nouveau diagnostic de l'activité stellaire dans les noyaux de galaxies ?

A partir de ces échantillons de raies, si on compare les positions des pics d'intensité de chaque source avec celle des autres³, on s'aperçoit qu'il existe des différences suivant le type de la galaxie (spirale normale, irrégulière, à flambée de formation d'étoiles, en interaction...). Pour davantage mettre en avant ces différences, nous avons rajouté à cette étude deux sources bien connues : le centre de la Voie Lactée et le quasar Cloverleaf. La Voie Lactée est considérée comme une galaxie spirale normale tandis que le quasar Cloverleaf est une galaxie très active en formation d'étoiles et lointaine ($z = 2.56$). Pour chaque galaxie étudiée, on présente dans les Figs. 8.6 et 8.7 les courbes de refroidissement (flux en Wm^{-2}) en fonction de J_{upper} . Ces courbes sont issues des observations et des prédictions PDRs. C'est une unité de flux et non d'intensité qui a été utilisée pour ces graphiques, ceci pour des questions pratiques, puisque les seules données disponibles dans la littérature pour le centre de la Voie Lactée et pour le quasar Cloverleaf étaient exprimées en Wm^{-2} . Les valeurs des flux des raies de CO pour le centre de la Voie Lactée proviennent de Fixsen et al. [1999] tandis que les valeurs des flux des raies de CO pour le quasar Cloverleaf sont issues de Barvainis et al. [1997], Tsuboi et al. [1999], Weiß et al. [2003] (voir les Tables 11 et 12 dans Bayet et al. [2005a] (soumis) où toutes les valeurs de flux sont indiquées). On complète jusqu'à la raie $^{12}\text{CO}(15-14)$ les observations (symboles blancs) par les prédictions (symboles gris) issues des meilleurs modèles PDRs puisque cette modélisation est la plus raffinée ici pour reproduire les observations. Chaque source est représentée par des symboles (triangles ou points) mentionnés en bas de chaque graphique. On a appliqué un facteur d'échelle à certaines sources pour rendre la lecture des graphiques et donc leur comparaison, plus aisée (voir les Figs. 8.6 et 8.7).

On s'aperçoit en comparant la position du pic dans les courbes de refroidissement des Figs. 8.6 et 8.7 qu'il y a trois positions différentes suivant le type de la galaxie : pour Henize 2-10 et le quasar Cloverleaf, le pic se situe pour la raie $^{12}\text{CO}(7-6)$; pour IC 10, M 83, NGC 253, NGC 4038, et NGC 6946, le maximum de flux se situe à la raie $^{12}\text{CO}(6-5)$ et pour le centre de la Voie Lactée et IC 342, il se situe à la raie $^{12}\text{CO}(4-3)$. Pour NGC 6946, le maximum d'intensité est moins évident que pour les autres sources puisque l'observation de la raie $^{12}\text{CO}(6-5)$ paraît

³On rappelle que la position Overlap dans la galaxie des Antennes est exclue de cette discussion à cause du manque de cohérence entre les prédictions PDR et LVG concernant les raies ayant un $J_{\text{upper}} > 6$.

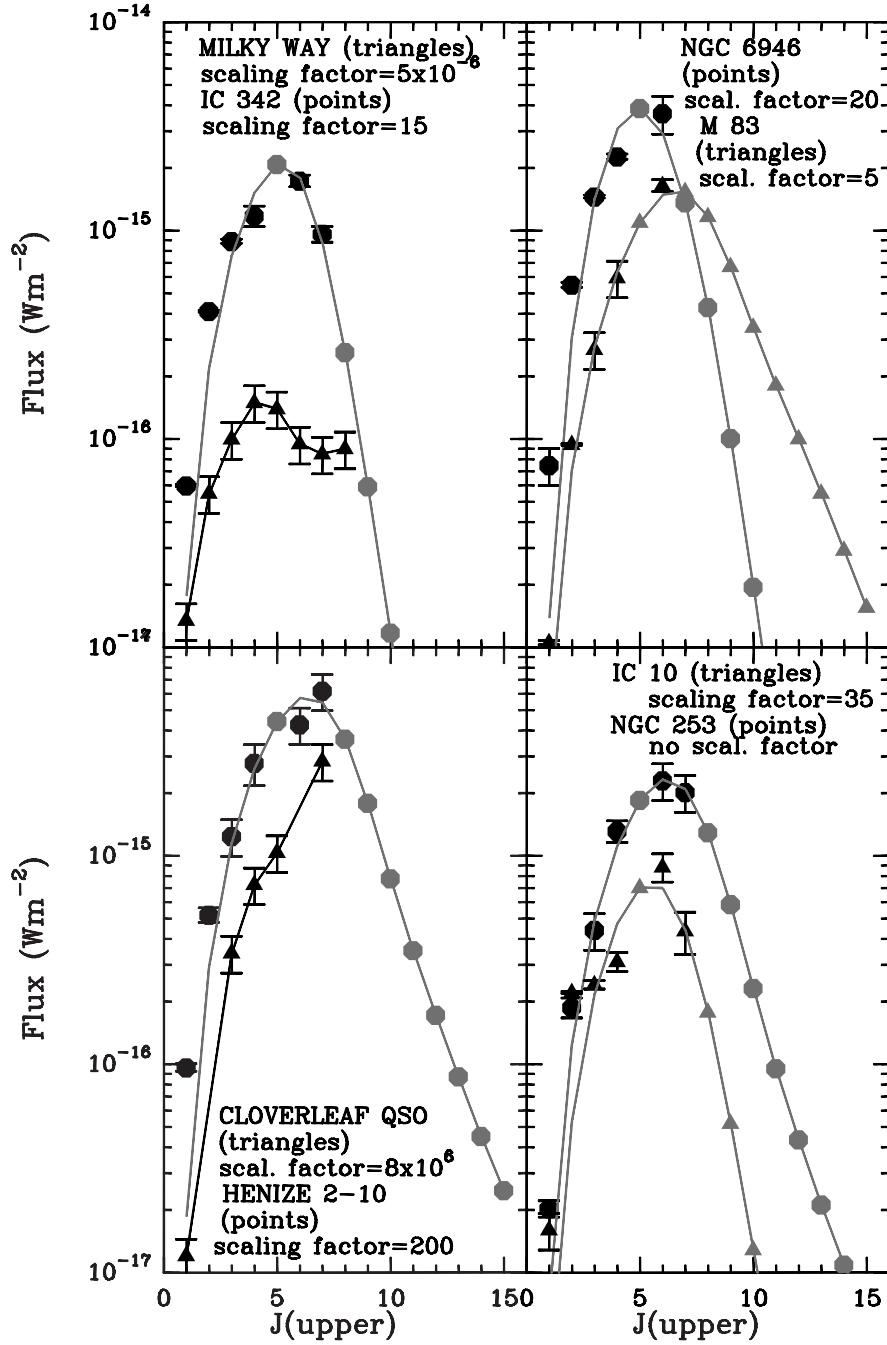


FIG. 8.6 – Flux (en Wm^{-2}) en fonction de J_{upper} pour le centre de la Voie Lactée (en haut à gauche, symboles : triangles), IC 342 (en haut à gauche, symboles : points), NGC 6946 et M83 (en haut à droite, symboles respectifs : points et triangles), le quasar Cloverleaf (en bas à gauche, symboles : triangles), Henize 2-10 (en bas à gauche, symboles : points) et NGC 253 et IC 10 (en bas à droite, symboles respectifs : points et triangles). Les facteurs d'échelle appliqués aux observations (symboles noirs) et aux prédictions issues des modèles PDRs (symboles gris) pour permettre une lecture et une comparaison des graphiques plus facile sont spécifiés en bas de chaque graphique ("scaling factor"). Pour le quasar Cloverleaf, la valeur de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ est une limite inférieure (voir Tsuboi et al. 1999).

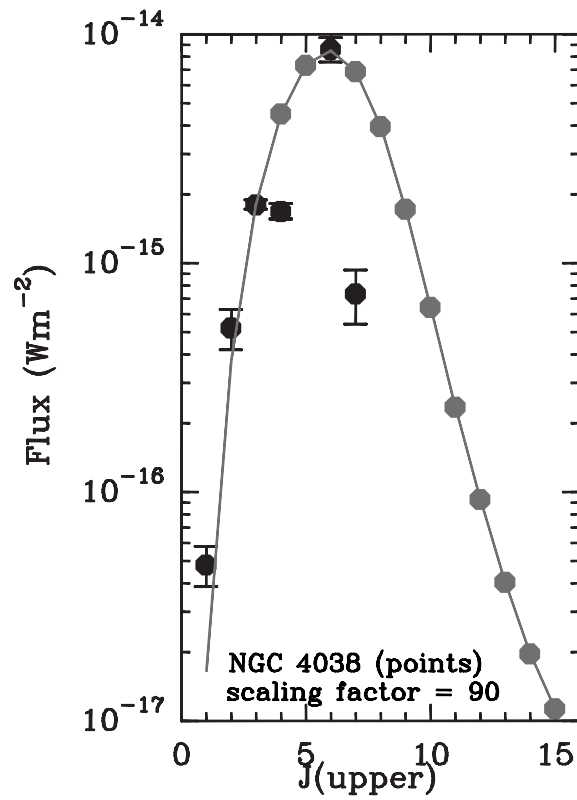


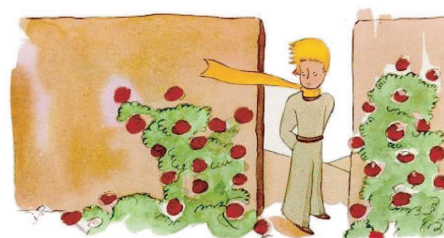
FIG. 8.7 – Flux (en Wm^{-2}) en fonction de J_{upper} pour le noyau NGC 4038 dans la galaxie des Antennes (points). Voir la légende de la Fig. 8.6. On notera que les raies $^{12}\text{CO}(4-3)$ et $^{12}\text{CO}(7-6)$ apparaissent de moins bonne qualité que les autres observations.

être aussi intense que la raie $^{12}\text{CO}(5-4)$ prédite. Cependant, vu le manque d'information à $J_{\text{upper}} > 6$ (pas de détection de la raie $^{12}\text{CO}(7-6)$), on privilégie l'observation par rapport à la prédiction PDR (plus incertaine). C'est pourquoi NGC 6946 est aussi classée dans la même catégorie qu'IC 10. Ces courbes de refroidissement, malgré la dégénérescence des différents modèles semblent donc avoir un réel pouvoir prédictif robuste. On pourrait pour des sources difficilement observables, trouver par superposition le maximum d'intensité correspondant, et déjà au premier ordre, avoir une idée de l'activité de formation stellaire.

Ces différences dans la position des pics ne sont pas la conséquence d'un effet de distance (ou d'une différence de résolution linéaire) comme le montrent Bayet et al. [2004], Bayet et al. [2005a] (soumis) mais sont uniquement dues à des différences dans les conditions physiques internes des noyaux de galaxies. C'est pourquoi *la forme de ces courbes de refroidissement pourrait être utilisées comme diagnostic du type de noyau proches (ou plus éloignés), et donc, de l'activité de formation stellaire en leur sein.*

Troisième partie

Perspectives - Etude multi-longueurs d'onde



La troisième et dernière partie de ce manuscrit présente des travaux encore en cours d'élaboration (Bayet et al. 2006a, 2006b en préparation) et dont les résultats restent, à ce jour, préliminaires. Ces travaux s'inscrivent dans la continuité des chapitres précédents (voir les Parties 1 et 2) et prolongent ainsi l'étude sur les conditions physiques du MIS dans les galaxies proches et plus lointaines. Ils consistent à rechercher des informations complémentaires à celles déjà obtenues via les émissions des raies millimétriques et submillimétriques de C et de CO. Ces informations complémentaires ne sont accessibles que sous la condition de s'ouvrir à d'autres domaines de longueurs d'onde. Ainsi, une étude multi-longueurs d'onde du milieu interstellaire va être menée, dans le but de comparer les émissions des divers composants d'une galaxie.

Plus précisément, il s'agit de comparer nos données avec l'émission d'un autre composant fondamental du milieu interstellaire jusqu'alors presque totalement ignoré : les poussières (aussi appelées les grains). Les poussières émettent comme des corps gris, une émission continue dont le maximum se situe dans l'IR lointain (ou *FIR* pour "*Far InfraRed*"). Il existe un type spécifique de poussières appelées *PAHs* (pour "*Poycyclic Aromatic Hydrocarbons*") qui émettent, elles, en IR moyen. La présence des PAHs a été suggérée en 1984 pour expliquer les bandes d'émission en IR entre $\lambda = 3 \mu\text{m}$ et $\lambda = 15 \mu\text{m}$, appelées bandes non identifiées (ou *UIR bands* pour "*Unidentified InfraRed bands*"). Ces PAHs sont généralement des agrégats de carbone organisés en cycles aromatiques d'une cinquantaine d'atomes, tandis que les autres poussières, au contraire, ont des tailles allant jusqu'à l'ordre du dixième de micron et sont composées principalement de silicates et de roches carbonées. Toutes ces poussières sont chauffées par le rayonnement stellaire visible et UV. Les poussières absorbent et diffusent ce rayonnement très efficacement. Les régions de formation d'étoiles sont ainsi des zones aussi très brillantes en IR moyen et lointain. Comparer l'émission des poussières et du gaz permet donc de mieux cerner l'activité de formation des d'étoiles dans les galaxies.

En ce qui concerne le refroidissement du gaz, on peut rappeler qu'il s'effectue par les émissions de raies intenses produites par les espèces les plus abondantes dans la galaxie. Grâce à la modélisation PDR (voir la Partie 2 Chap. 8), on a su identifier les raies qui contribuaient le plus au refroidissement du gaz. Ainsi, dans des régions d' $A_v < 2$ les raies [CII] ($\lambda = 158 \mu\text{m}$) et [OI] ($\lambda = 63 \mu\text{m}$) dominent le refroidissement du gaz tandis que pour des régions où A_v est compris entre 2 et 5, ce sont les raies de structure fine de carbone atomique C et les raies rotationnelles de CO qui sont les plus intenses (Voir la Fig. 8.2 dans la Partie 2 Chap 8).

Dans cette partie, on étudie donc les possibles corrélations, dans le premier chapitre, entre les émissions millimétriques et submillimétriques des raies de C et de CO, le rayonnement **FIR** et le rapport F_{60}/F_{100} (rapport des flux à $\lambda = 60 \mu\text{m}$ et à $\lambda = 100 \mu\text{m}$), **à grande échelle**. Dans le deuxième chapitre, on s'intéresse aux liens existant entre les émissions millimétriques et submillimétriques des raies de C et de CO et les émissions des PAHs en **IR moyen à grande échelle**. Le dernier chapitre de cette partie est consacré à une comparaison des émissions des raies de C et de CO par rapport à l'émission **IR moyen** mais cette fois-ci **à haute résolution** ; les observations provenant de l'*IRAM-PdB* (à $\nu = 115 \text{ GHz}$, observations de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$) et du satellite *ISOCAM* (*ISO-LW2* et *ISO-LW3* détectant les émissions des poussières à respectivement $\lambda = 7 \mu\text{m}$ et $\lambda = 15 \mu\text{m}$). Les observations à haute résolution de l'*IRAM-PdB* nous permettent de sonder en détail le noyau de la galaxie irrégulière IC 10 et de distinguer ainsi les nuages moléculaires géants (ou *GMCs* pour "*Giant Molecular Clouds*") s'y trouvant. En comparant aux observations (haute résolution) prises en IR moyen par *ISOCAM*, ceci va nous permettre d'accroître notre connaissance sur la formation des étoiles dans le milieu interstellaire à petite échelle dans une galaxie irrégulière et en particulier dans son noyau.

CHAPITRE 9

La comparaison des émissions mm/submm du gaz avec l'émission FIR des poussières

Sommaire

9.1 Les données	179
9.1.1 Valeurs issues de la littérature	180
9.1.2 Valeurs issues de notre échantillon d'observations et de prédictions	181
9.2 Comparaison entre émissions du gaz et des poussières : corrélations ?	184
9.3 Discussion	188
9.4 Conclusions	191

Dans ce chapitre, pour notre échantillon de noyaux de galaxies (Henize 2-10, IC 10, IC 342, M 83, NGC 253, NGC 4038 & Overlap et NGC 6946), nous allons nous intéresser particulièrement à la comparaison à grande échelle des émissions des raies de C et de CO (domaines mm/submm) avec les émissions des raies [CII] ($\lambda = 158 \mu\text{m}$) et [OI] ($\lambda = 63 \mu\text{m}$) puis, avec l'émission continue des poussières dans l'IR lointain (FIR). Nous montrerons comment la raie [CI] ($^3\text{P}_2\text{-}^3\text{P}_1$) ainsi que les raies $^{12}\text{CO}(5\text{-}4)$, $^{12}\text{CO}(6\text{-}5)$ et $^{12}\text{CO}(7\text{-}6)$ peuvent être considérées comme de bons traceurs du gaz moléculaire (au même titre que la raie $^{12}\text{CO}(1\text{-}0)$ très souvent utilisée dans la littérature) et par là même, nous renseigner aussi sur l'activité de formation d'étoiles dans les galaxies lointaines, surtout les galaxies riches en poussières où malheureusement l'émission des étoiles massives et des régions HII est écrantée.

9.1 Les données

En étudiant parallèlement les émissions des poussières et du gaz, on quantifie mieux le refroidissement donc l'activité de formation stellaire régnant dans les galaxies proches. Pour mener à bien cette étude, nous allons comparer :

- ◇ les émissions FIR (flux), celles à $\lambda = 60\mu\text{m}$ et à $\lambda = 100\mu\text{m}$ (rapport de flux : F_{60}/F_{100}) et les émissions des raies [CII], [OI] et [NII] (flux respectivement à $\lambda = 158$, 63 et 122 μm , issus de la littérature et établis à partir d'observations du satellite *ISO*)
- ◇ avec les émissions issues de notre échantillon d'observations (effectuées au *CSO*) et de prédictions (issues des modèles PDRs) des raies de C et de CO (soit des flux de $\nu = 115 \text{ GHz}$ à 1727 GHz pour le monoxyde de carbone, et des flux à $\nu = 492 \text{ GHz}$ et à 806 GHz pour les deux raies de structure fine du carbone neutre).

9.1.1 Valeurs issues de la littérature

Les flux FIR sont communément estimés par la formule de Helou et al. [1988] :

$$\text{FIR}(\text{Wm}^{-2}) = 1.26 \times 10^{-14} (2.58F_{60} + F_{100}) \quad (9.1)$$

où F_{60} et F_{100} correspondent respectivement au flux continuum à $60 \mu\text{m}$ et à $100 \mu\text{m}$ (exprimés en Jy) provenant généralement du catalogue *IRAS*. On trouve les flux F_{60} et F_{100} pour nos huit sources dans les articles de Dale et al. [2000], Rice et al. [1988], Soifer et al. [1989]. Mais, ils sont obtenus non pas pour la région centrale de ces galaxies mais sur une plus vaste région, la résolution des données *IRAS* étant typiquement de $1.5' \times 4.75'$ [Carico et al., 1988]. Or, notre étude se limite aux noyaux de galaxies. Les valeurs répertoriées dans ces articles ne peuvent donc pas être utilisées sans risquer une surestimation des flux FIR sauf dans le cas d'une source ponctuelle comme Henize 2-10 où les flux à $60 \mu\text{m}$ et à $100 \mu\text{m}$ issus du catalogue *IRAS* [Galliano et al., 2005] peuvent être utilisés pour évaluer le flux FIR des poussières de cette galaxie à partir de l'Eq. 9.1 (la valeur déduite est répertoriée dans la Table 9.1). Pour les autres sources que Henize 2-10, il a donc fallu trouver dans la littérature les flux F_{60} et F_{100} calculés uniquement sur les régions centrales des galaxies. C'est dans Negishi et al. [2001] pour NGC 253, M 83, la galaxie des Antennes (soit les deux positions Overlap et NGC 4038) et NGC 6946 que nous avons trouvé ces valeurs obtenues à partir des observations *ISO-LWS* ou d'observations de l'avion *KAO*. Ces données ont une résolution respectivement de $60''$ à $80''$ et de $55''$ à $1.2'$. Tous les flux FIR estimés à partir de l'Eq. 9.1 et des flux F_{60} et F_{100} trouvés dans la littérature, sont répertoriées dans la Table 9.1 et utilisés pour construire les Figs. 9.1 et 9.2. Pour IC 10, nous avons trouvé directement une estimation du flux FIR dans Madden et al. [1997]. Pour IC 342, nous avons déduit le flux FIR d'après Stacey et al. [1991] ainsi que d'après une réduction d'observations *ISO* effectuée par J. Rodriguez Goicoechea.

Un autre traceur indirect de l'activité de formation stellaire dans les galaxies est le rapport des flux respectivement à $\lambda = 60\mu\text{m}$ et à $\lambda = 100\mu\text{m}$: F_{60}/F_{100} (voir Sanders & Mirabel 1996, Helou et al. 1988, Boulanger et al. 1988, Malhotra et al. 2001). En effet, ce rapport nous permet d'acquérir de l'information sur la distribution d'énergie spectrale des poussières (SED) et d'estimer leur température (voir les références citées ci-dessus). Pour une galaxie donnée, en effet, plus ce rapport est grand, plus les poussières sont chaudes et donc, plus la région considérée est active en formation d'étoiles (jeunes et massives). Nous avons ainsi répertorié dans la Table 9.1 les valeurs des rapports de flux F_{60}/F_{100} basées également sur des données *ISO* et présentées dans Negishi et al. [2001] pour les Antennes (NGC 4038 et Overlap), M 83, NGC 253 et NGC 6946. Pour IC 10 et IC 342, les valeurs des rapports F_{60}/F_{100} proviennent de Brauher et al. (communication privée) et d'une réduction de données *ISO* effectuée par J. Rodriguez Goicoechea.

En ce qui concerne enfin les flux des raies [CII] et [OI], nous avons pu trouver des estimations d'une part, dans Brauher et al. (communication privée) pour IC 10 et IC 342 (confirmées par une réduction des données *ISO* effectuée par J. Rodriguez Goicoechea), et d'autre part, dans Negishi et al. [2001] pour les galaxies M 83, NGC 253, NGC 4038 & Overlap et NGC 6946. Pour M 83, NGC 253 et NGC 6946, les flux de la raie [NII] ($\lambda = 122 \mu\text{m}$) également disponibles dans ce même article, ont été répertoriés car ils sont très utiles pour soustraire de l'émission totale de [CII], la partie provenant du gaz ionisé (voir plus loin les Eqs. 9.4 et 9.5). Malheureusement, nous n'avons pas pu trouver les flux de la raie [NII] pour les autres galaxies de notre échantillon.

De même, aucun flux [CII], [OI] ni [NII] pour Henize 2-10 n'a pu être obtenu. Cette galaxie irrégulière sera donc exclue de l'étude comparative concernant les flux des raies [CII] et [OI].

Néanmoins, cette source participera à l'étude menée sur la comparaison des flux FIR, F_{60}/F_{100} avec ceux des raies de C et de CO.

9.1.2 Valeurs issues de notre échantillon d'observations et de prédictions

- **Les raies de CO** : Comme il est précisé dans la Partie 2 Chap. 8, notre échantillon de raies va de la transition $^{12}\text{CO}(1-0)$ à $^{12}\text{CO}(15-14)$, et de la transition $^{13}\text{CO}(1-0)$ à $^{13}\text{CO}(6-5)$, les prédictions PDRs complétant les observations manquantes. Dans tout ce qui suit, on ne travaillera qu'avec le flux total de ^{12}CO ($F(\text{CO})$) calculé comme la somme des intensités des raies $^{12}\text{CO}(1-0)$ à $^{12}\text{CO}(15-14)$ transformée en flux par l'Eq. 4.3 décrite dans la Partie 1 Chap. 4. Les flux rayonnés par le ^{12}CO utilisés dans les Figs. 9.1 et 9.2 ($F(\text{CO})$) sont répertoriés dans la Table 9.1. Les raies de ^{13}CO ne seront pas concernées par l'étude effectuée dans cette partie car nous avons vu qu'elles contribuaient moins au refroidissement que les raies, plus intenses, de ^{12}CO . De plus, les prédictions PDRs pour les raies de $^{13}\text{CO}(4-3)$, $^{13}\text{CO}(5-4)$ et $^{13}\text{CO}(6-5)$ sont très incertaines (voir la Partie 2 Chap. 8). Dû au manque de détections à ces fréquences, nous nous restreindrons donc à la comparaison du refroidissement du gaz représenté par les émissions des raies de ^{12}CO et du carbone atomique C (voir détails ci-après), les émissions des raies de structure fine du carbone ionisé [CII] ($\lambda = 158 \mu\text{m}$) et de l'oxygène neutre [OI] ($\lambda = 63 \mu\text{m}$) avec les habituels traceurs indirects de l'activité de formation des étoiles, soit les émissions FIR qui caractérisent le refroidissement des poussières et avec le rapport F_{60}/F_{100} .
- **Les raies de C** : Dans la Partie 2 Chap. 8, nous avons vu que les prédictions PDRs des intensités des raies du carbone atomique C n'étaient pas du tout en accord avec les observations et que les écarts étaient significatifs (Voir la Table 8.1). En effet, les modèles PDRs, contraints par les rapports d'intensités faisant intervenir les raies de CO à haut-J, ne reproduisent pas correctement les observations de C. On ne peut donc pas utiliser les valeurs issues des modèles PDRs pour estimer le flux total de C ($F(\text{C})$). Il a donc fallu trouver un autre moyen pour estimer le $F(\text{C})$ c'est-à-dire pour estimer le flux de la raie [CI]($^3\text{P}_2$ - $^3\text{P}_1$) quand elle n'est pas observée puisque le flux émis par la raie [CI]($^3\text{P}_1$ - $^3\text{P}_0$) a été détecté dans toutes nos sources. Pour estimer le flux de la raie [CI]($^3\text{P}_2$ - $^3\text{P}_1$) non observée, on se base sur les sources ayant été observées à la fois en [CI]($^3\text{P}_1$ - $^3\text{P}_0$) et en [CI]($^3\text{P}_2$ - $^3\text{P}_1$) soit les noyaux des galaxies IC 10, IC 342 et NGC 253. On fait la supposition que ces trois galaxies sont représentatives de notre échantillon. On calcule le rapport d'intensité moyen (des trois galaxies) entre les deux raies de carbone atomique, tel que¹ :

$$f_{act} = \left(\frac{I_{[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)}}{I_{[\text{CI}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)}_{\text{IC10}}} + \frac{I_{[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)}}{I_{[\text{CI}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)}_{\text{IC342}}} + \frac{I_{[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)}}{I_{[\text{CI}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)}_{\text{NGC253}}} \right) / 3 \quad (9.2)$$

$$= (2.02 \pm 0.70 + 3.95 \pm 0.94 + 1.05 \pm 0.23) / 3 = 2.34 \pm 0.397$$

Ensuite, pour chaque source hormis IC 10, IC 342 et NGC 253, on multiplie l'intensité de la raie [CI]($^3\text{P}_1$ - $^3\text{P}_0$) par le facteur 2.34 ± 0.397 pour estimer l'intensité de la raie [CI]($^3\text{P}_2$ - $^3\text{P}_1$) non observée. Cette méthode utilise ainsi un facteur moyen (*fact*) faisant intervenir des galaxies (IC 10, IC 342 et NGC 253) dont les noyaux sont différents (respectivement irrégulier, spiral normal et à flambée de formation d'étoiles).

¹L'erreur sur une somme de facteurs $A \pm \Delta A$, $B \pm \Delta B$, $C \pm \Delta C$ vaut $\sqrt{\Delta A^2 + \Delta B^2 + \Delta C^2}$.

Pour correctement estimer dans chaque source, l'intensité de la raie $[\text{C I}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ non observée, il faudrait utiliser un facteur spécifique à chaque type de noyau. En effet, comme on l'a vu dans la Partie 2 Chaps. 7 et 8, les propriétés physiques du MIS sont différentes suivant le type du noyau de la galaxie. L'intensité de l'émission du carbone n'a donc aucune raison d'être la même pour tous les types de noyaux. La méthode proposée ici pour estimer l'intensité de la raie $[\text{C I}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ à partir de l'intensité de la raie $[\text{C I}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ reste donc assez grossière mais, en l'absence d'observations en $[\text{C I}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$, elle semble la seule estimation physiquement acceptable et basée sur la réalité d'une détection (celle de la raie $[\text{C I}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$). Finalement, pour les huit sources de notre échantillon, on somme les intensités des deux raies de carbone atomique, puis on les convertit en flux via l'Eq. 4.3 exposée dans la Partie 1 Chap. 4. Les valeurs obtenues de flux $F(\text{C})$ sont exposées dans la Table 9.1.

TAB. 9.1 – Tableau répertoriant les flux dans l’IR lointain (FIR) issus des observations du satellite *ISO* et *KAO*, les rapports F_{60}/F_{100} (issus des observations du satellite *ISO*, voir les références citées dans le texte), ainsi que les flux des raies [CII] ($\lambda = 158 \mu\text{m}$), [OI] ($\lambda = 63 \mu\text{m}$) issus de la littérature et exprimés en Wm^{-2} (voir le texte). Ce tableau présente aussi les flux totaux (en Wm^{-2}) de CO issus des observations (voir la Partie 1 Chap. 3) et des prédictions des modèles PDRs (voir la Partie 2 Chap. 8), les flux de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ issus de la littérature (convolués à $21.9''$, voir les Tables 4.3 et 4.4 présentées dans la Partie 1 Chap. 4) et les flux totaux de C (voir le texte). Ce tableau donne enfin les flux de la raie [NII] ($\lambda = 122 \mu\text{m}$) qui sont utiles dans l’estimation de la contribution du milieu ionisé au flux totaux de la raie [CII] (voir le texte).

Flux	Henize 2-10	IC 10	IC 342	NGC 253	M 83	NGC 4038	Overlap	NGC 6946
FIR ($\times 10^{-12} \text{Wm}^{-2}$)	1.17 ± 0.178	2.18 ± 0.327	5.97 ± 0.896	52.8 ± 12.0	7.38 ± 2.30	1.22 ± 0.60	1.22 ± 0.600	3.38 ± 1.10
de [CII] ($\times 10^{-15} \text{Wm}^{-2}$)	-	9.55 ± 0.916	13.1 ± 0.185	51.9 ± 10.4	17.6 ± 3.50	5.20 ± 1.00	5.20 ± 1.00	10.3 ± 2.10
de [OI] ($\times 10^{-15} \text{Wm}^{-2}$)	-	7.05 ± 0.100	10.6 ± 0.359	37.6 ± 7.50	11.8 ± 2.40	3.40 ± 0.70	3.40 ± 0.70	5.90 ± 1.20
de [NII] ($\times 10^{-15} \text{Wm}^{-2}$)	-	-	-	8.80 ± 1.80	3.20 ± 0.70	-	-	1.00 ± 0.300
de C_{tot} ($\times 10^{-16} \text{Wm}^{-2}$)	0.128 ± 0.024	0.157 ± 0.025	1.01 ± 0.104	9.28 ± 1.18	0.953 ± 0.191	0.230 ± 0.036	0.154 ± 0.021	0.584 ± 0.071
de CO_{tot} ($\times 10^{-16} \text{Wm}^{-2}$)	1.32 ± 0.082	0.875 ± 0.050	5.11 ± 0.130	91.4 ± 6.38	15.6 ± 0.338	2.32 ± 0.162	3.82 ± 0.368	10.9 ± 0.379
de $^{12}\text{CO}(1-0)$ ($\times 10^{-19} \text{Wm}^{-2}$)	4.83 ± 0.197	4.58 ± 0.917	39.9 ± 0.393	184.1 ± 16.56	17.5 ± 0.420	5.36 ± 1.07	7.02 ± 1.40	37.5 ± 7.49
Rapport F_{60}/F_{100}^a	0.750	0.630	0.390	0.700	0.600	0.520	0.520	0.500

- : valeurs non observées et non trouvées dans la littérature ; ^a : erreurs sur les rapports non disponibles dans la littérature (voir les références dans le texte).

TAB. 9.2 – Paramètres de l'ajustement défini par l'Eq. 9.3 des émissions de [CII], [OI], C (total), CO (total) et $^{12}\text{CO}(1-0)$ en fonction de l'émission FIR. La dernière colonne donne le nombre de points utilisés dans le calcul de l'ajustement. Les résultats présentés dans ce tableau ne tiennent pas compte de la galaxie IC 10 (voir le texte) et, pour les corrélations [CII] et [OI], de la galaxie Henize 2-10 également exclue du calcul de régression (aucune donnée trouvée dans la littérature pour cette source). L'ajustement ainsi que l'obtention des paramètres de régression ont été effectués par l'utilisation du logiciel Xmgrace.

	A	B	coefficient de corrélation	nombre de points utilisés
[CII]	$(1.062 \pm 0.607) \times 10^{-7}$	0.613 ± 0.021	0.998	6
[OI]	$(1.820 \pm 0.546) \times 10^{-7}$	0.649 ± 0.028	0.996	6
C_{tot}	$(6.187 \pm 2.045) \times 10^{-5}$	1.058 ± 0.063	0.991	7
CO_{tot}	$(5.272 \pm 1.582) \times 10^{-5}$	0.953 ± 0.157	0.938	7
$^{12}\text{CO}(1-0)$	$(3.278 \pm 0.983) \times 10^{-8}$	0.897 ± 0.153	0.934	7

9.2 Comparaison entre émissions du gaz et des poussières : corrélations ?

A partir de ces données, nous pouvons comparer dans les noyaux de galaxies de notre échantillon, les émissions de structure fine du [CII], [OI], de C et l'émission des raies rotationnelles de CO avec l'émission continuum FIR et le rapport F_{60}/F_{100} . Nous obtenons dans un premier temps, les graphiques présentés dans la Fig. 9.1. Cette figure comprend quatre comparaisons (en échelle log-log) : les flux du [OI] et du [CII] en fonction des flux FIR (en haut à gauche), les flux totaux du C en fonction des flux FIR (en haut à droite), les flux de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ en fonction des flux FIR (en bas à gauche) tandis que la dernière comparaison (en bas à droite) se fait entre les flux totaux de CO et les flux FIR. Pour faciliter l'interprétation et la lecture de ces graphiques, nous avons ajouté les barres d'erreurs selon les abscisses et selon les ordonnées et nous avons calculé des droites de régression (en noir) qui s'ajustent aux mesures (de la même façon que pour la Fig. 4.1 dans la Partie 1 Chap. 4). L'ajustement des points de la Fig. 9.1 est ainsi réalisé avec l'équation suivante (loi de puissance) :

$$Y = A \times X^B \quad (9.3)$$

où les paramètres A et B ainsi que leur erreurs respectives sont calculés par régression et listés dans la Table 9.2. La galaxie IC 10 n'a pas été prise en compte dans le calcul de cette régression² car cette source sort des corrélations (voir la discussion ci-après).

Comme on peut le voir sur la Fig. 9.1, les lois de puissance décrites par l'Eq. 9.3 et les paramètres A et B de la Table 9.2 reproduisent bien les données. Plusieurs types de fonctions (régression linéaire, quadratique, logarithmique, exponentielle) ont été testées mais c'est l'Eq. 9.3 qui reproduit le mieux les observations. Le paramètre A représente une constante dans le calcul de la régression tandis que le paramètre B correspond à la pente de la droite de régression (en échelle logarithmique). La dispersion autour de la droite de régression soit l'erreur commise sur B nous informe directement (avec le coefficient de corrélation) de la pertinence de la corrélation ajustée. Ainsi, on montre que les flux de [CII] et de [OI] sont les émissions les mieux corrélées avec les flux FIR (rapports $\frac{\text{err}_B}{B}$ respectivement de 0.034 et de 0.043). Puis viennent les émissions totales de C ($\frac{\text{err}_B}{B} = 0.059$), de CO ($\frac{\text{err}_B}{B} = 0.165$) et de

²Le calcul de la régression s'effectue par une méthode de minimisation des valeurs de moindres carrés calculées. On minimise ainsi la distance (en abscisse et en ordonnées) entre la droite théorique et les observations.

$^{12}\text{CO}(1-0)$ ($\frac{\text{err}_B}{B} = 0.170$)³. Il apparaît donc de cette première analyse que les flux de C (total) et de CO (total) sont aussi bien (voire mieux) corrélés que ceux de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ aux flux IR lointain des poussières. En effet, on peut trouver dans bon nombre d'articles des graphiques faisant intervenir la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ comme traceur du gaz moléculaire dans des discussions sur l'activité de formation des étoiles [Wolfire et al., 1989, Ingalls et al., 2002, Juvela et al., 2003]. A l'aide de la Fig. 9.1 et de la Table 9.2, on montre que le F(C) et le F(CO) peuvent aussi être deux bons traceurs du gaz et donc aussi bien renseigner sur l'activité de formation des étoiles dans les galaxies que la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$, puisque les corrélations F(C) versus FIR et F(CO) versus FIR sont meilleures que la corrélation F($^{12}\text{CO}(1-0)$) versus FIR (voir les valeurs de la dispersion autour de la droite).

D'autres corrélations peuvent être intéressantes à étudier pour confirmer la qualité du C et du CO comme bons traceurs indirects de la formation stellaire dans les galaxies proches mais aussi plus lointaines. A cet égard, nous présentons des comparaisons avec les flux à $60\mu\text{m}$ et à $100\mu\text{m}$ (soit F_{60}/F_{100}) qui est considéré comme un bon diagnostic de l'activité de formation des étoiles dans les galaxies, surtout pour les galaxies très actives ayant les plus forts flux FIR [Sanders & Mirabel, 1996, Helou et al., 1988, Boulanger et al., 1988, Malhotra et al., 2001]. En effet, ce rapport nous informe directement sur la SED des poussières soumises au rayonnement FUV des étoiles qui les entourent et les chauffent. C'est dans la Fig. 9.2 que l'on étudie la relation des flux FIR, [CII], [OI], C total, CO total et $^{12}\text{CO}(1-0)$ avec le rapport F_{60}/F_{100} . On a tracé en haut à gauche, le graphe des rapports de flux $\frac{([CII]+[OI])}{FIR}$ en fonction de F_{60}/F_{100} , en haut à droite, on s'intéresse au graphe des flux $\frac{(C)}{FIR}$ versus F_{60}/F_{100} , en bas à gauche, on a la représentation des flux $\frac{(CO)}{FIR}$ versus F_{60}/F_{100} et en bas à droite celle des flux $\frac{(^{12}\text{CO}(1-0))}{FIR}$ versus F_{60}/F_{100} . Pour alléger cette figure, on ne représente pas à nouveau les barres d'erreurs (voir la Fig. 9.1). Aucune corrélation n'apparaît mais alors que les raies de structure fine de [CII] et [OI] apparaissent plus faibles que le continuum FIR à plus fort F_{60}/F_{100} , indiquant une décroissance de l'efficacité de refroidissement apporté par ces raies avec une formation d'étoiles intense, le taux de refroidissement du CO total reste lui, stable (linéairement corrélé avec l'émission FIR), et ce, quelque soit F_{60}/F_{100} . Une exception apparaît pour IC 10 qui s'écarte significativement des tendances observées, probablement à cause de sa faible métallicité.

De plus, en représentant dans la Fig. 9.3, les rapports des flux $\frac{([CII])}{FIR}$ (en haut à gauche), $\frac{(C)}{FIR}$ (en haut à droite), $\frac{(^{12}\text{CO}(1-0))}{FIR}$ (en bas à gauche) et $\frac{(CO)}{FIR}$ (en bas à droite) en fonction des flux FIR⁴, on déduit une information supplémentaire intéressante. En effet, on sait d'après le Fig. 9.1 que le C et le CO sont bien corrélés avec les flux FIR. En traçant les rapports $\frac{(C)}{FIR}$ et $\frac{(CO)}{FIR}$ en fonction, soit de F_{60}/F_{100} , soit des flux FIR, on évalue directement la qualité de la dite corrélation CO versus F_{60}/F_{100} (ou versus FIR) par le simple calcul de la dispersion des points du graphique par rapport à la valeur constante moyenne. On a tracé les barres d'erreurs sur chaque graphique pour améliorer son interprétation. En effet, la Fig. 9.3 montre que le rapport $\frac{(CO_{tot})}{FIR}$ est constant ($1.54 \pm 0.729 \times 10^{-45}$) en excluant encore IC 10 des calculs, et ce, quelque soit le flux FIR tandis que le rapport de flux $\frac{([CII])}{FIR}$ varie suivant le flux FIR⁶. Le rapport de flux $\frac{(^{12}\text{CO}(1-0))}{FIR}$ apparaît aussi constant en fonction du flux FIR mais avec une

³Les coefficients de corrélation confirment ce classement (voir la Table 9.2).

⁴Ces rapports représentent aussi directement l'efficacité de refroidissement du gaz.

⁵Cette valeur est obtenue par un calcul de moyenne tenant compte de toutes les galaxies hormis IC 10. On présente aussi la dispersion (asymétrique) autour de cette valeur, correspondant aux galaxies les plus éloignées de la valeur moyenne. Se reporter aux figures présentées pour identifier ces sources.

⁶Ce qui est attendu d'après les précédentes études. Ceci est rassurant puisqu'on met en lumière une cohérence entre nos travaux concernant notre échantillon de galaxies proches avec les travaux présentés dans les références précédemment citées.

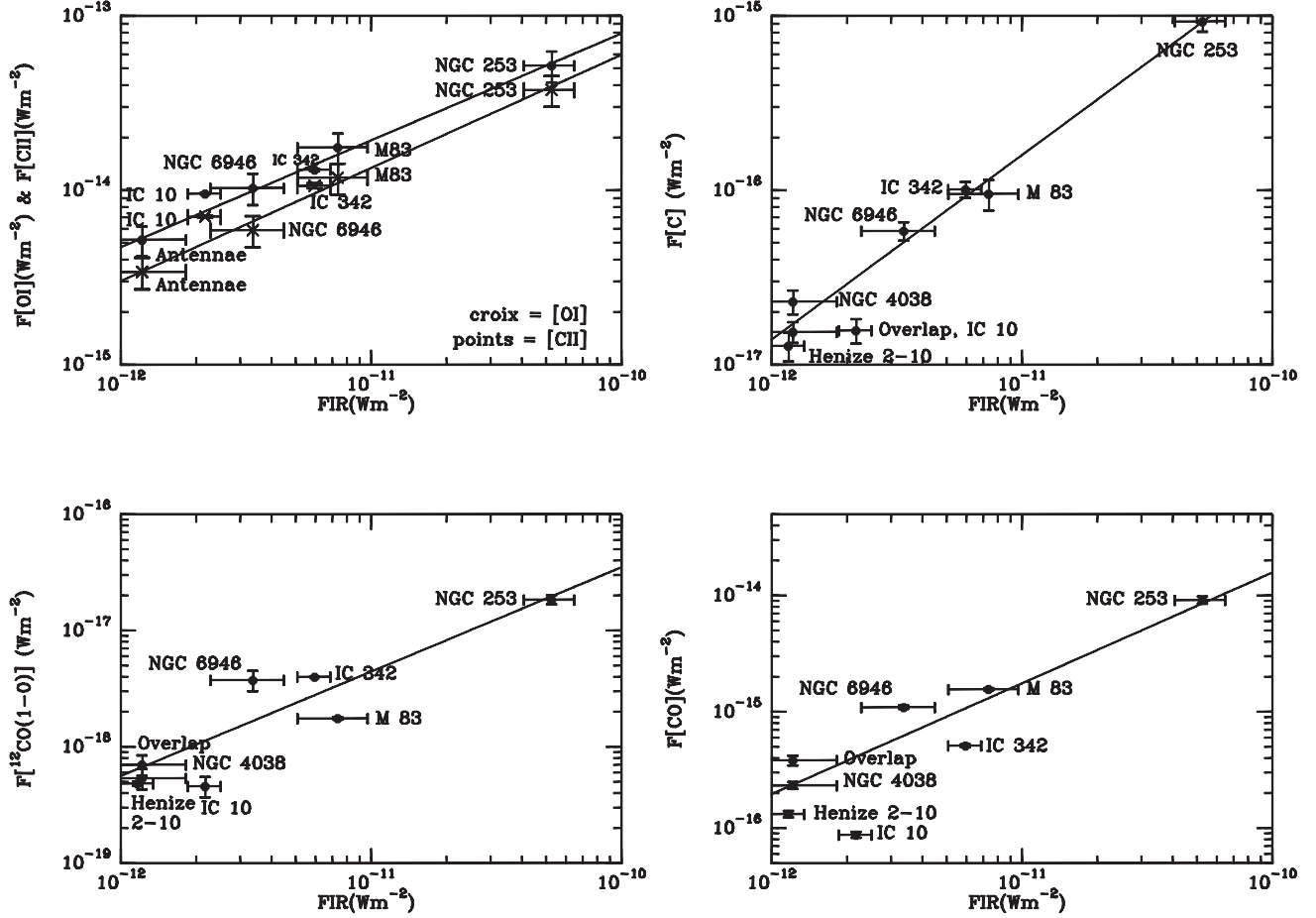


FIG. 9.1 – Très bonnes corrélations obtenues entre les flux des raies [CII] (points) et [OI] (croix) avec les flux FIR (en haut à gauche), entre les flux totaux de C avec les flux FIR (en haut à droite), entre les flux totaux de CO avec les flux FIR (en bas à gauche) et entre les flux de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ avec les flux FIR (en bas à droite). Des droites de régression ont été calculées pour chaque graphique (voir la droite en noir sur les graphiques et voir le texte). Les deux axes de chaque graphique sont exprimés dans des échelles logarithmiques. Chaque point correspond à une galaxie dont le nom est spécifié. Sur les quatre graphiques apparaissent les barres d'erreur à la fois en ordonnées et en abscisse (voir la Table 9.1). Dans le graphique en haut à gauche, une seule mesure [CII] et [OI] est disponible pour les Antennae ; les deux positions (NGC 4038 & Overlap) sont donc représentées par le même point nommé "Antennae". On notera la position du noyau de la galaxie IC 10 différente de celle des autres noyaux. Cette galaxie sort de la plupart des corrélations, c'est pourquoi elle est exclue du calcul de régression (voir le texte).

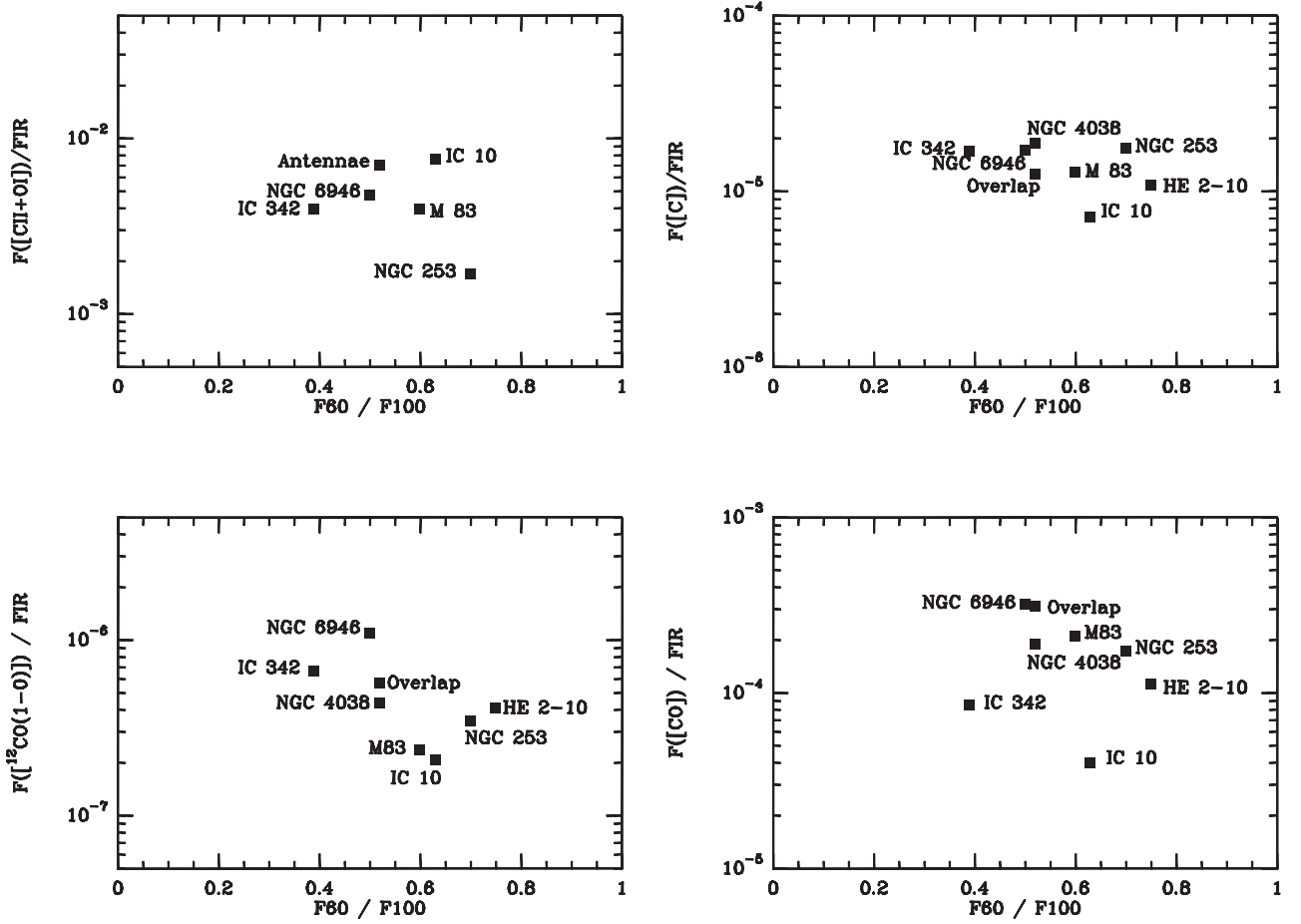


FIG. 9.2 – Graphiques présentant les rapports de flux $\frac{([CII]+[OI])}{FIR}$ en fonction de F_{60}/F_{100} (en haut à gauche), $\frac{(C)}{FIR}$ en fonction de F_{60}/F_{100} (en haut à droite), $\frac{(^{12}CO(1-0))}{FIR}$ versus F_{60}/F_{100} (en bas à gauche) et $\frac{(CO)}{FIR}$ versus F_{60}/F_{100} (en bas à droite). Les ordonnées de chaque graphique sont exprimées dans une échelle logarithmique. Chaque point correspond à une galaxie dont le nom est spécifié. Dans le graphique en haut à gauche, une seule mesure $[CII]$ et $[OI]$ est disponible pour les Antennes ; les deux positions (NGC 4038 & Overlap) sont donc représentées par le même point nommé "Antennae". Aucune corrélation évidente n'apparaît dans ces quatre graphiques mais on observe une dispersion en ordonnée plus faible pour le $F(CO)/FIR$ et le $F(C)/FIR$ que pour le $F([CII]+[OI])/FIR$ et le $F(^{12}CO(1-0))/FIR$; autrement dit, le $F(CO)/FIR$ et le $F(C)/FIR$ semblent constants quelque soit le rapport F_{60}/F_{100} (voir le texte). On isole la galaxie IC 10 qui clairement ne suit pas les tendances observées (voir le texte). Les barres d'erreurs (voir la Table. 9.1 et la Fig. 9.2) n'apparaissent pas dans ces graphiques afin d'éviter de surcharger les figures.

plus grande dispersion ($4.34^{+3.461}_{-2.516} \times 10^{-7}$) tandis que le rapport de flux $\frac{C_{tot}}{FIR}$ a une valeur moyenne estimée à $1.23^{+0.457}_{-0.235} \times 10^{-4}$. Il semblerait donc que les corrélations entre le CO sont de meilleure qualité que celles faisant intervenir respectivement le C et la raie $^{12}CO(1-0)$.

9.3 Discussion

Il est intéressant de noter la disposition des galaxies notamment dans la Fig. 9.1. Comme on peut s'y attendre, les galaxies très actives en formation d'étoiles comme NGC 253 et M 83 se situent vers les flux FIR, [CII], [OI], C (total), CO (total) et $^{12}CO(1-0)$ les plus élevés (soit en haut à droite dans les quatre graphiques de la Fig. 9.1) tandis que IC 10 est située dans un coin opposé et apparaît encore ne pas bien suivre les corrélations dans trois cas sur cinq (le flux total de C versus FIR, le flux total de CO versus FIR et la flux de la raie $^{12}CO(1-0)$ versus FIR). Il faudrait confirmer avec davantage de sources, les tendances observées suivant les différents types de noyaux étudiés. Il serait intéressant en particulier de rajouter les noyaux de galaxies irrégulières et ceux d'autres galaxies en interaction (comme NGC 6090). Davantage de galaxies spirales normales seraient aussi nécessaires pour confirmer les phénomènes observés. Pour obtenir davantage de points dans la Fig. 9.1, il faut donc accroître le nombre d'observations dans les domaines mm/submm, les observations ISO-LWS (flux FIR) regroupant déjà de nombreuses cibles. Pour des objets dont on connaît mal l'activité de formation des étoiles (objets lointains) mais pour lesquels on a détecté les émissions des raies à haut-J du CO, comme par exemple, les raies $^{12}CO(6-5)$ et $^{12}CO(7-6)$ (dont on sait qu'elles contribuent le plus à l'émission totale), on pourrait utiliser la Fig. 9.1 pour estimer, au premier ordre, le flux FIR de ces objets. Ces graphiques présentent donc un réel intérêt prédictif.

Cependant, dans la Fig. 9.1, il paraît naturel de se poser la question de l'influence de la distance sur les corrélations obtenues et sur la disposition des noyaux de galaxies suivant leur type. On peut ainsi tracer ces mêmes quatre graphiques mais en luminosité plutôt qu'en flux et ainsi comprendre l'effet de la distance (voir la Fig. 9.4). Dans la Fig. 9.4, on retrouve les galaxies les plus actives en terme de formation d'étoiles (NGC 253, M 83,...) vers les luminosités FIR, C et CO les plus élevées tandis que IC 342 (galaxie de type spirale normale) est située plutôt en bas à gauche dans les quatre graphiques de la Fig. 9.4. Par ailleurs, cette figure montre aussi que de très bonnes corrélations sont obtenues entre les luminosités totales (exprimées en luminosité solaire L_0) de C et de CO avec les luminosités FIR. Ces corrélations sont de meilleure qualité que celles faisant intervenir les luminosités de [CII], [OI] et de $^{12}CO(1-0)$ avec la luminosité FIR (même en excluant les Antennes qui sortent de la corrélation $L[OI] \& L[CII]$ versus $L[FIR]$). Bien sûr, la gamme de distance des galaxies choisies est assez faible (de 1 Mpc à 6 Mpc environ) ce qui peut aussi fausser les conclusions auxquelles nous sommes pour l'instant aboutis. Les corrélations précédemment observées semblent donc être dues à une variation des propriétés intrinsèques des galaxies plutôt qu'à un effet de distance.

On rappelle que des effets de taille de lobe principal ne peuvent pas rentrer en jeu dans ce travail de comparaison puisque les données ont été sélectionnées de telle façon qu'elles couvrent spatialement les mêmes régions observées (le noyau de chaque galaxie).

Un autre effet susceptible de modifier nos précédentes (et préliminaires!) conclusions réside dans le fait que les flux de [CII] observés doivent être corrigés. On sait que l'émission de cette raie est issue d'un mélange d'émissions à la fois des phases neutres et ionisées du gaz interstellaire. Or, ici, on ne s'intéresse qu'à la partie du rayonnement provenant de la phase neutre. En se basant sur les corrections de flux effectuées sur des galaxies proches et sur notre Galaxie (voir Contursi et al. 2001, Malhotra et al. 2001) à partir des observations du satellite *COBE*, l'émission du [CII] issue du milieu ionisé ($[CII]_{mil.io.}$) peut être estimée par l'Eq. 9.4 suivante :

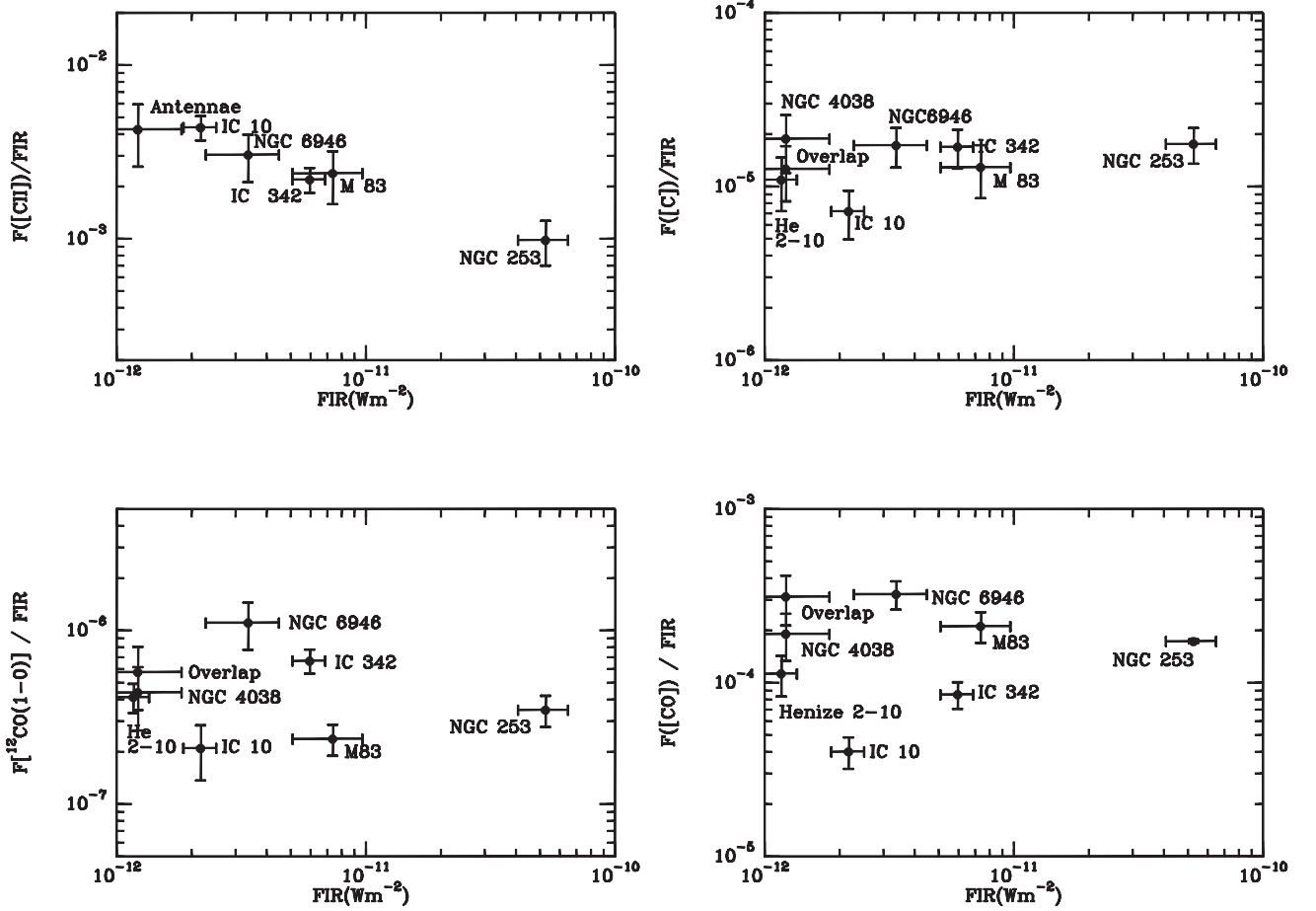


FIG. 9.3 – Graphiques présentant les rapports de flux $\frac{([\text{CII}])}{\text{FIR}}$ en fonction du flux FIR (en haut à gauche), $\frac{([\text{C}])}{\text{FIR}}$ versus le flux FIR (en haut à droite), $\frac{(^{12}\text{CO}(1-0))}{\text{FIR}}$ versus le flux FIR (en bas à gauche) et $\frac{([\text{CO}])}{\text{FIR}}$ versus le flux FIR (en bas à droite). Les deux axes dans chaque graphique sont exprimés dans des échelles logarithmiques. Chaque point correspond à une galaxie dont le nom est spécifié. Dans le graphique en haut à gauche, une seule mesure [CII] est disponible pour les Antennes; les deux positions (NGC 4038 & Overlap) sont donc représentées par le même point nommé "Antennae". Sur les quatre graphiques apparaissent les barres d'erreur à la fois en ordonnées et en abscisse (voir la Table 9.1) car elles sont importantes dans le calcul des valeurs moyennes des différents rapports de flux présentés ici en fonction du flux FIR.

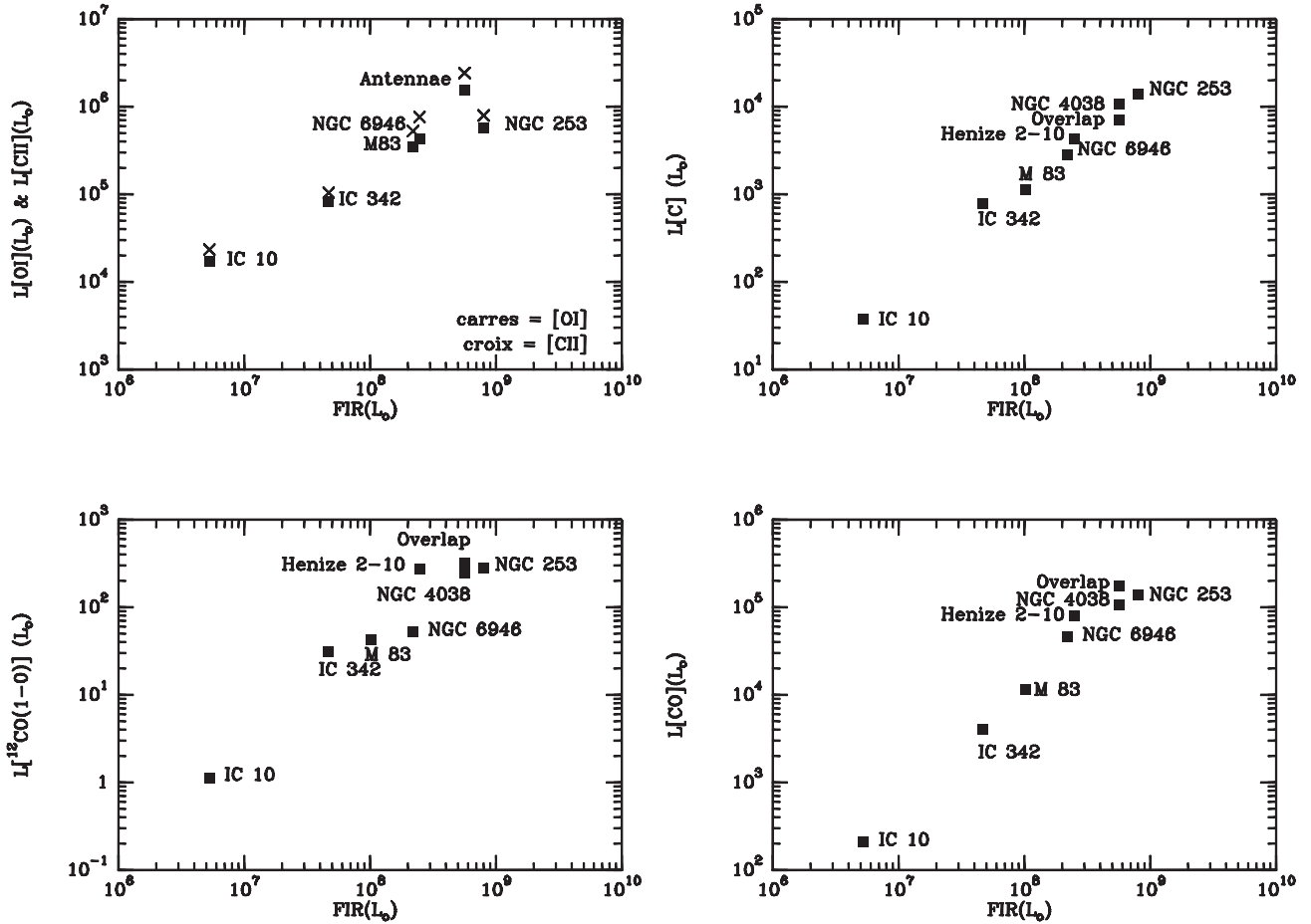


FIG. 9.4 – Très bonnes corrélations obtenues entre les luminosités (exprimées en luminosité solaire L_{\odot}) des raies [CII] (croix) et [OI] (carrés) avec les luminosités FIR (en haut à gauche), entre les luminosités totales de C avec les luminosités FIR (en haut à droite), entre les luminosités de la raie $^{12}CO(1-0)$ avec les luminosités FIR (en bas à gauche) et entre les luminosités totales de CO avec les luminosités FIR (en bas à droite). Les deux axes de chaque graphique sont exprimés dans des échelles logarithmiques. Chaque point correspond à une galaxie dont le nom est spécifié. Dans le graphique en haut à gauche, une seule mesure [CII] et [OI] est disponible pour les Antennae ; les deux positions (NGC 4038 & Overlap) sont donc représentées par le même point nommé "Antennae". Les barres d'erreurs (voir la Table. 9.1 et la Fig. 9.1) n'apparaissent pas dans ces graphiques afin d'éviter de surcharger les figures.

$$[CII]_{mil.io.} = 4.3 \times [NII] \quad (9.4)$$

En effet, la raie de [NII] ($\lambda = 122\mu\text{m}$) n'est produite que dans le gaz ionisé puisque le potentiel d'ionisation est plus élevé que celui l'hydrogène (14.5 eV à comparer à 13.6 eV). L'observation de [NII] nous permet donc d'estimer la fraction de l'émission du [CII] provenant du gaz ionisé à condition de connaître le rapport d'abondance en phase gazeuse C/N. Comme il est présenté dans la Table 9.1, nous n'avons trouvé dans la littérature le flux de [NII] uniquement pour les galaxies NGC 253, M 83 et NGC 6946. Grâce aux travaux de Contursi et al. [2001], Malhotra et al. [2001], nous avons estimé la contribution du [CII] des régions neutres ($[CII]_{PDR}$) dans l'émission totale de [CII] ($[CII]_{Obs}$) à :

$$\frac{[CII]_{PDR}}{[CII]_{Obs}} = \left(\frac{[CII]_{Obs}}{[NII]} - \frac{[CII]_{mil.io.}}{[NII]} \right) \times \frac{[NII]}{[CII]_{Obs}} \quad (9.5)$$

Nous avons obtenu pour NGC 253, M 83 et NGC 6946 les fractions suivantes : $\frac{[CII]_{PDR}}{[CII]_{Obs}} = 0.27, 0.22$ et 0.58 , soit une contribution très importante du gaz ionisé. Nous ne pouvons pas corriger l'émission du [CII] pour les autres galaxies étudiées puisque nous n'avons pas trouvé dans la littérature des observations de la raie [NII] ($\lambda = 122\mu\text{m}$). Finalement, pour conserver une homogénéité dans les émissions du [CII], nous avons choisi de présenter dans la Table 9.1 ainsi que dans les Figs. 9.1, 9.2, 9.3 et 9.4 les valeurs non corrigées de la contribution du gaz ionisé et ce, pour toutes les sources. Il faut attendre des observations en [NII] ($\lambda = 122\mu\text{m}$) supplémentaires pouvant être effectuées par le satellite *Herschel* pour pouvoir enfin corriger les émissions [CII] de toutes nos sources. Alors seulement, nous pourrions modifier si besoin est, les conclusions préliminaires auxquelles nous sommes pour l'instant arrivés après examen des graphiques de les Figs. 9.1 à 9.4.

Le travail d'analyse des Figs. 9.1, 9.2, 9.3 et 9.4 est actuellement en cours. Les résultats que nous obtiendrons feront prochainement l'objet d'une publication (Bayet et al. 2006a, en préparation). On peut cependant noter le pouvoir prédictif des Figs. 9.2 et 9.3 car en utilisant le rapport des émissions du gaz (flux total des raies [CII], [OI], C et CO) sur les émissions des poussières (flux FIR), on quantifie l'efficacité de refroidissement du gaz. De même que pour la Fig. 9.1, on voit que les graphiques des Figs. 9.2 et 9.3 faisant intervenir le rapport $\frac{CO}{FIR}$ ont un réel pouvoir de prédiction pour évaluer par exemple, au premier ordre, la valeur du rapport F_{60}/F_{100} . Dans ces mêmes graphiques, on peut également noter la position des sources sous métalliques de notre échantillon (IC 10 et IC 342 situées les plus en bas). Ajouter dans ces graphiques des sources mal connues en terme d'activité de formation stellaire (dont on aurait détecté quand même quelques raies à haut-J du CO et le flux FIR), peut aussi nous donner accès à des informations sur leur métallicité.

9.4 Conclusions

Cette étude préliminaire, basée sur la comparaison des émissions de plusieurs traceurs indirects de formation stellaire connus, avec l'émission de C, et aussi de CO dans les galaxies proches, tend à prouver que le C total et le CO total pourraient être des traceurs intéressants du gaz participant à la formation d'étoiles dans les galaxies, complémentaire de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ souvent utilisée [Wolfire et al., 1989, Ingalls et al., 2002, Juvela et al., 2003]. De bonnes corrélations (faible dispersion) entre les flux totaux de C et de CO avec les flux FIR et avec le rapport F_{60}/F_{100} ont été établies. Or, ce sont les transitions $[CI](^3P_2-^3P_1)$ et de CO à haut-J

($J_{upper} \gtrsim 5$) qui contribuent le plus au taux de refroidissement total de C et de CO (voir la Partie 2). Donc, *ce sont les raies de $[CI](^3P_2-^3P_1)$ et les raies de CO à haut- J ($J_{upper} \gtrsim 5$) qui sont de bons traceurs indirects de l'activité de formation d'étoiles dans les noyaux de galaxies proches.*

Cette remarque peut être très utile pour étudier les contributions du gaz et des poussières au refroidissement total des noyaux de galaxies non seulement proches mais aussi lointains. En effet, nous avons commencé à travailler sur le même type de graphiques que ceux présentés dans les Figs. 9.1 à 9.4 mais pour un échantillon de galaxies lointaines ($z > 2$). Une comparaison entre les résultats obtenus entre les cibles proches et lointaines est actuellement en cours. Il semble que des conclusions similaires soient obtenues pour les galaxies éloignées. On pourrait donc se servir des résultats issus de l'étude de galaxies proches pour diagnostiquer l'activité de formation des étoiles des galaxies plus lointaines en termes d'émissions des poussières et du gaz interstellaire. A partir d'observations submillimétriques et millimétriques, on pourrait ainsi estimer, au premier ordre, les flux FIR ou le rapport F_{60}/F_{100} d'objets éloignés et avoir une indication sur leur métallicité.

Bien sûr, ces résultats restent à confirmer lors d'études plus poussées avec, d'une part, davantage de cibles, et d'autre part avec davantage d'observations à diverses longueurs d'ondes.

On peut se poser la question si, des corrélations similaires avec un autre traceur de formation des étoiles comme l'émission IR proche des PAHs peuvent être obtenues. De même, pouvons-nous retrouver à haute résolution (soit à petite échelle dans la galaxie), les corrélations observées à grande échelle? Ce sont les deux chapitres suivants qui vont tenter de répondre à ces questions en élargissant ainsi notre fenêtre de longueurs d'onde.

CHAPITRE 10

Et avec l'émission IR moyen des PAHs ?

Sommaire

10.1 Contexte	193
10.2 Comparaison	194
10.3 Interprétations	195
10.4 Conclusions	200

Nous avons comparé dans la Partie 3 Chap. 9 les émissions des raies [CII] (à $\lambda = 158 \mu\text{m}$), [OI] à ($\lambda = 63 \mu\text{m}$), de C (soit la somme des émissions des raies à $\nu = 492$ et 809 GHz), de CO total (soit la somme des émissions des raies de $\nu = 115$ à 1727 GHz) avec l'émission continuum FIR et le rapport F_{60}/F_{100} . Des corrélations ont pu être établies : on a montré que les raies à haut-J de CO et la raie [CI]($^3\text{P}_2$ - $^3\text{P}_1$) peuvent être considérées comme de bons traceurs du gaz moléculaire corrélées aux émissions des poussières qui ainsi nous renseignent sur l'activité de formation des étoiles au même titre que la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ souvent utilisée.

Dans ce chapitre, nous allons étendre notre étude multi-longueurs d'onde en nous intéressant au lien existant entre les émissions millimétriques et submillimétriques (raies de C et du CO en phase gazeuse) et l'émission en IR moyen venant des PAHs (filtres *ISO-LW2* et *ISO-LW3* centrée respectivement à $\lambda = 7 \mu\text{m}$ et à $15 \mu\text{m}$). Les PAHs étant chauffés de manière impulsienne par des photons énergétiques (photons UV principalement), l'intensité des bandes d'émissions dans l'IR moyen est directement proportionnelle au champ de rayonnement dans l'ultraviolet. Dans les galaxies proches, l'émission dans l'IR moyen est bien corrélée avec l'émission en H α des étoiles massives (voir les travaux de Roussel et al. 2001) et apparaît comme un traceur possible de l'activité de formation des étoiles [Förster Schreiber et al., 2004]. Il faut noter que l'émission dans la bande *LW3* du satellite *ISO* (centrée à $15 \mu\text{m}$) est produite par les PAHs et par des particules légèrement plus grosses (*VSGs* pour "*Very Small Grains*") qui sont chauffés aussi très efficacement dans les régions de formation d'étoiles, et moins dans le milieu diffus.

10.1 Contexte

Helou et al. [2001] ont montré que le refroidissement du gaz mesuré par la raie [CII] est étroitement connecté au taux de chauffage déduit de l'émission en IR moyen due aux PAHs (résultats issues des données du satellite *ISO*). Cette conclusion reste valide à l'échelle d'une galaxie individuelle (NGC 6946 et NGC 1313, voir Contursi et al. 2002), et indique que les mêmes processus physiques étudiés à petite échelle dans le milieu interstellaire local se

retrouvent à des échelles globales dans les autres galaxies. L'intensité des photons en IR moyen est aussi très bien corrélée avec le $H\alpha$ dans les disques galactiques alors que cette corrélation devient moins évidente dans les noyaux [Roussel et al., 2001], probablement à cause d'une plus grande extinction du rayonnement visible et en $H\alpha$ dans les régions centrales.

De plus, les images en IR moyen de galaxies riches en gaz fournissent un nouvel outil pour étudier le processus de formation des étoiles. En effet, l'émission en IR moyen représente le produit de la densité du gaz par le champ de rayonnement, puisque les particules qui produisent cette émission en IR moyen sont chauffées par les photons UV des étoiles massives. Il est donc naturel que les régions avec de forte émission en IR moyen correspondent aux régions de forts rayonnements UV donc aux régions actives en terme de formation d'étoiles. Ces régions actives sont, dans certains cas, cachées au plus profond des nuages moléculaires ce qui les rend invisibles dans le domaine du visible [Mirabel et al., 1998, Wilson et al., 2000] ; mais elles sont alors dans la plupart des cas, brillantes en IR moyen (et lointain) ainsi que dans le domaine mm/submm. Une connection entre l'émission en IR moyen et celle des raies de refroidissement du gaz moléculaire est ainsi attendue pour les galaxies proches. C'est ce que nous allons tenter de confirmer.

10.2 Comparaison

Pour effectuer la comparaison entre l'émission en IR moyen des poussières et l'émission mm/submm du gaz, nous avons utilisé les données mm/submm précédemment présentées dans ce manuscrit et les données de la caméra *ISOCAM* du satellite ISO, prises dans les filtres *LW2* (centré à $6.75 \mu\text{m}$) et *LW3* (centré à $15 \mu\text{m}$). Les caractéristiques de ces deux filtres large bande ont été choisies pour que les bandes principales des PAHs soient couvertes par le filtre *LW2*, alors que le filtre *LW3* est plus sensible à l'émission continuum en IR moyen. De nombreuses images de galaxies ont été prises dans ces deux filtres (voir Helou et al. 2001, Roussel et al. 2001, Contursi et al. 2002).

On représente dans les Figs. 10.1 à 10.3, les aires intégrées (en K km s^{-1}) de différentes transitions de CO ($^{12}\text{CO}(1-0)$, $^{12}\text{CO}(2-1)$, $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{12}\text{CO}(4-3)$ et $^{12}\text{CO}(6-5)$) et de la raie $[\text{CI}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ ¹ en fonction des intensités *ISOCAM* (en $\text{ergs}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$) à $6.75 \mu\text{m}$ (*ISO-LW2*) et à $15 \mu\text{m}$ (*ISO-LW3*). La résolution initiale (taille du pixel : $6''$) des données *ISOCAM* (Contursi, A. communication privée) a été dégradée à la résolution des observations submillimétriques pour comparer les brillances dans des régions identiques. Les données (toutes, non convoluées à $21.9''$) en $^{12}\text{CO}(1-0)$ sont issues de la littérature ainsi que la plupart des données en $^{12}\text{CO}(2-1)$ pour les galaxies de notre échantillon (Henize 2-10, IC 10, IC 342, M 83, NGC 253, NGC 4038 & Overlap et NGC 6946 ; voir les Tables 4.2 et 4.3 dans les annexes de la Partie 1 Chap. 4). Les données en C et CO concernant les autres sources que celles mentionnées ci-dessus sont aussi issues de la littérature (et pas n'ont pas non plus été convoluées puisque ce sont les images *ISOCAM* dont on a dégradé la résolution). Cet échantillon de galaxies proches utilisés dans les Fig. 10.1 à 10.3 est plus vaste (81 objets) que l'échantillon étudié jusqu'à présent (8 noyaux), pour améliorer la valeur statistique de l'étude.

Dans le cas du graphique $^{12}\text{CO}(3-2)$ versus *ISO-LW2* et *ISO-LW3*, deux régions de formation d'étoiles appartenant à la Voie Lactée bien connues ont été ajoutées, celles correspondant à la nébuleuse de la tête de Cheval et celle correspondant à NGC 2023. En effet, pour ces deux sources, nous avons relevé l'émission de la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$ dans de nombreuses positions, représentées par des étoiles jaunes (la Tête de Cheval) ou des étoiles bleues (NGC 2023) (voir la Fig. 10.2). Ainsi, on peut comparer les positions de régions actives locales (NGC 2023) ou de régions moins actives locales (la Tête de Cheval) avec les régions très actives

¹Trop peu de détections ont été obtenues en $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ c'est pourquoi on trace des graphiques faisant intervenir la raie de $[\text{CI}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$.

(noyaux) et moins actives (disques) des galaxies proches. Connaissant beaucoup mieux la structure spatiale de ces deux régions, il est intéressant de les comparer aux régions centrales de notre échantillon de sources afin d'obtenir une meilleure description du MIS de ces galaxies proches. Dans tous les graphiques, les points noirs correspondent aux observations dans les noyaux de galaxies (positions limitées arbitrairement aux 50" autour du centre) tandis que les points rouges représentent les positions obtenues dans les disques des galaxies (au-delà de la limitation arbitraire de 50").

10.3 Interprétations

Dans la Fig. 10.1, on montre que la corrélation avec les émissions en IR moyen à $\lambda = 7 \mu\text{m}$ et $\lambda = 15 \mu\text{m}$ est plus marquée pour la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ que pour la raie $^{12}\text{CO}(2-1)$ (dispersion plus importante pour la raie $^{12}\text{CO}(2-1)$ que pour la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$). De plus, on remarquera que la corrélation est meilleure pour la bande *LW3* que pour la bande *LW2*. De plus, sur ces graphiques, on remarquera qu'il ne semble pas y avoir pour ces deux raies de CO de comportements très différents entre les observations des disques de galaxies (points rouges) et celles obtenues dans les noyaux (points noirs).

Dans les deux graphiques du haut de la Fig. 10.2, nous avons beaucoup de points (observations en $^{12}\text{CO}(3-2)$) qui correspondent à la galaxie IC 10, c'est pourquoi nous avons utilisé des couleurs spécifiques pour la représenter, en continuant de distinguer les points du noyau (dans un rayon de 50" du centre, points verts) de ceux appartenant au reste de la galaxie (au-delà de 50", points bleus). A contrario de la Fig. 10.1, on remarque que sur ces graphiques, les régions qui ont les plus fortes intensités en CO et en IR moyen correspondent bien aux régions les plus actives (noyaux et NGC 2023 très brillants). De même les régions moins brillantes comme les disques et la Tête de Cheval se situent, comme on l'attend, dans les parties moins intenses des rayonnements CO et en IR moyen. IC 10 semble suivre ces mêmes tendances mais en décalage avec les autres sources puisque les points représentant les détections dans son noyau se situent à la même position que les points correspondants aux observations obtenues dans les disques des autres galaxies de l'échantillon. Ce décalage entre les intensités est probablement une conséquence de la faible métallicité de cette galaxie irrégulière ($12 + \log \frac{O}{H} = 8.31 \pm 0.20$ d'après Boselli et al. 2002) et de sa plus faible masse. En effet, la masse moléculaire de gaz, tout comme la quantité de poussières sont plus faibles dans cette galaxie que dans les autres galaxies. De plus, on peut distinguer sur ce graphique qu'il existe des zones différentes où le $^{12}\text{CO}(3-2)$ est détecté sans contrepartie *LW2* ni *LW3*, et vice-versa, il existe des régions brillantes en *LW2* mais faibles en $^{12}\text{CO}(3-2)$. Le premier cas correspond aux régions peu ou pas actives des nuages moléculaires qui contiennent du gaz mais ne sont pas exposées au rayonnement UV. Ces régions émettent (faiblement) en $^{12}\text{CO}(3-2)$ mais ne produisent pas de signal en IR moyen. Le deuxième cas correspond au contraire, aux régions très actives où ne subsiste plus de gaz moléculaire et où le champ de rayonnement peut être élevé. Le gaz à ces régions associé est alors certainement ionisé ou neutre et chaud. On pourra noter que dans la Fig. 10.2, le tracé des points correspondant à NGC 2023 et à la Tête de Cheval illustre le premier effet. Mais encore, pour certains points de la Tête de Cheval et de NGC 2023, on peut voir que, bien que les maxima d'émission en IR moyen et CO coïncident, l'émission en CO décroît moins vite que celle en IR moyen et reste pratiquement constante dans les zones protégées du rayonnement UV.

En ce qui concerne les graphiques faisant intervenir les émissions des raies de $^{12}\text{CO}(4-3)$ (bas de la Fig. 10.2) et $^{12}\text{CO}(6-5)$ (haut de la Fig. 10.3), il semble difficile d'affirmer qu'il existe une corrélation forte entre le rayonnement submillimétrique provenant de ces raies et le rayonnement en IR moyen des PAHs à cause du faible nombre de points. On parlera plutôt d'une tendance qu'il faudra confirmer avec davantage d'observations. En effet, à partir des

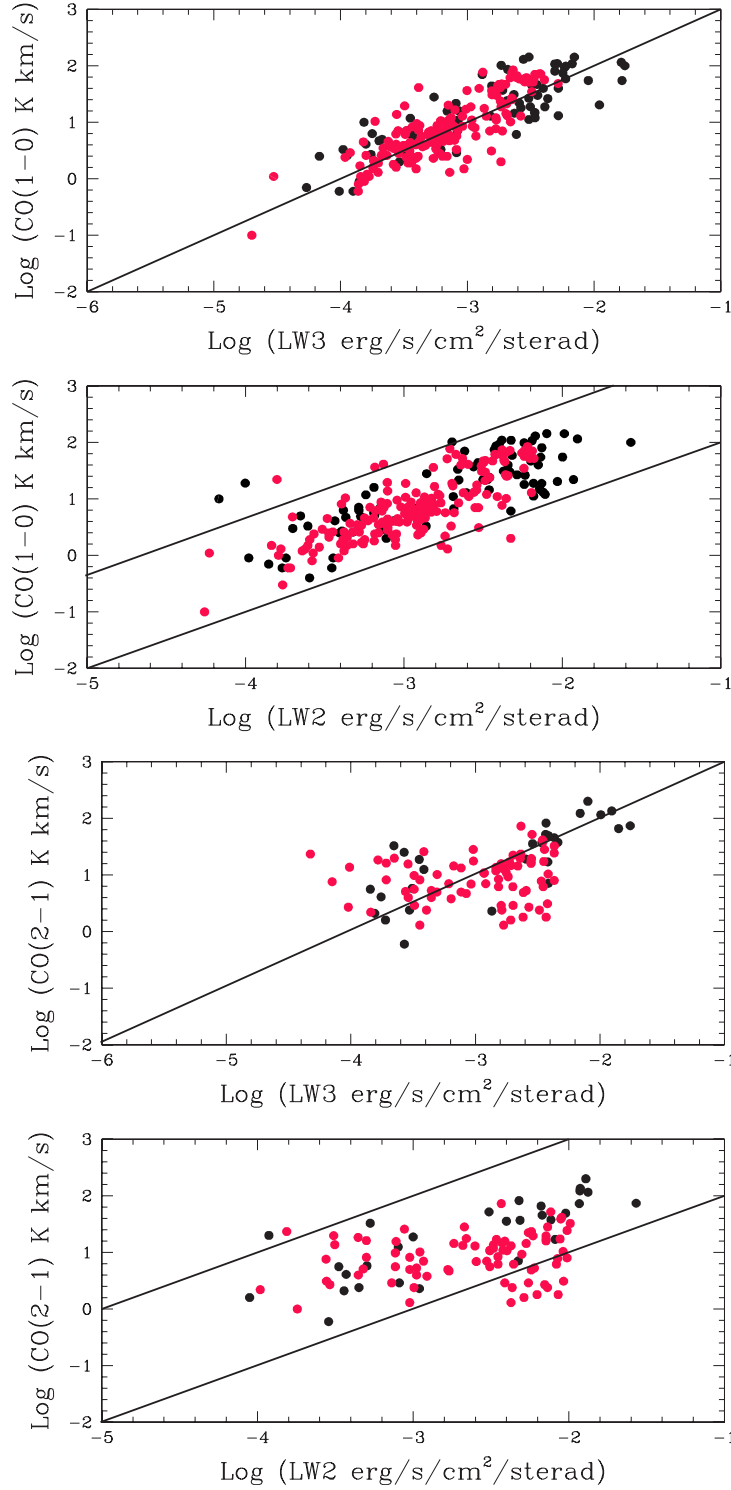


FIG. 10.1 – Corrélations obtenues entre l'aire intégrée (en K km s^{-1}) de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ avec les intensités *ISOCAM* à $6.75 \mu\text{m}$ (*ISO-LW2*) et à $15 \mu\text{m}$ (*ISO-LW3*) (les deux graphiques du haut) et entre l'aire intégrée (en K km s^{-1}) de la raie $^{12}\text{CO}(2-1)$ avec les intensités *ISOCAM* à $6.75 \mu\text{m}$ (*ISO-LW2*) et à $15 \mu\text{m}$ (*ISO-LW3*) (les deux graphiques du bas), pour un échantillon des galaxies proches (81 objets au total) contenant les cibles étudiées dans les Parties 1 et 2 (voir le texte). Les noyaux de galaxies sont représentés par des points noirs tandis que les points rouges sont des observations obtenues dans les disques des galaxies. Des droites de pente 1 ont été rajoutées sur ces figures pour en permettre une lecture plus aisée.

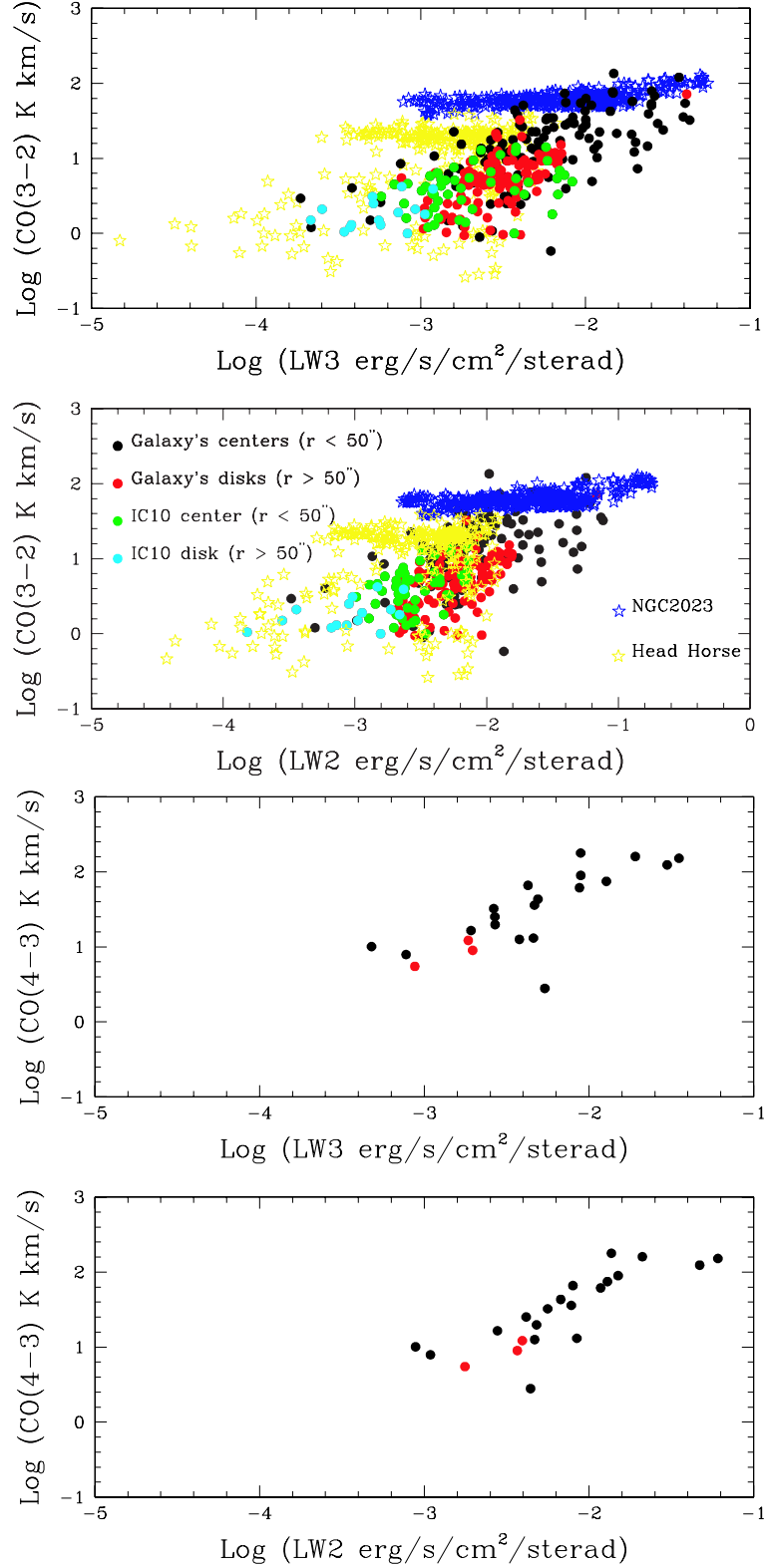


FIG. 10.2 – Corrélations obtenues entre l'aire intégrée (en K km s^{-1}) de la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$ avec les intensités *ISOCAM* à $6.75 \mu\text{m}$ (*ISO-LW2*) et à $15 \mu\text{m}$ (*ISO-LW3*) (les deux graphiques du haut) et entre l'aire intégrée (en K km s^{-1}) de la raie $^{12}\text{CO}(4-3)$ avec les intensités *ISOCAM* à $6.75 \mu\text{m}$ (*ISO-LW2*) et à $15 \mu\text{m}$ (*ISO-LW3*) (les deux graphiques du bas). Voir la légende de la Fig. 10.1. Pour les graphiques faisant intervenir la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$, on a aussi ajouté les observations obtenues à diverses positions dans deux régions de formation d'étoiles locales (Voie Lactée) : la Tête de Cheval (étoiles jaunes) et NGC 2023 (étoiles bleues) (voir le texte). De plus disposant de nombreuses observations pour la galaxie IC 10 en $^{12}\text{CO}(3-2)$, nous avons rajouté pour les graphiques concernés les positions prises dans son noyau (points verts) et celles prises dans son disque (points bleus).

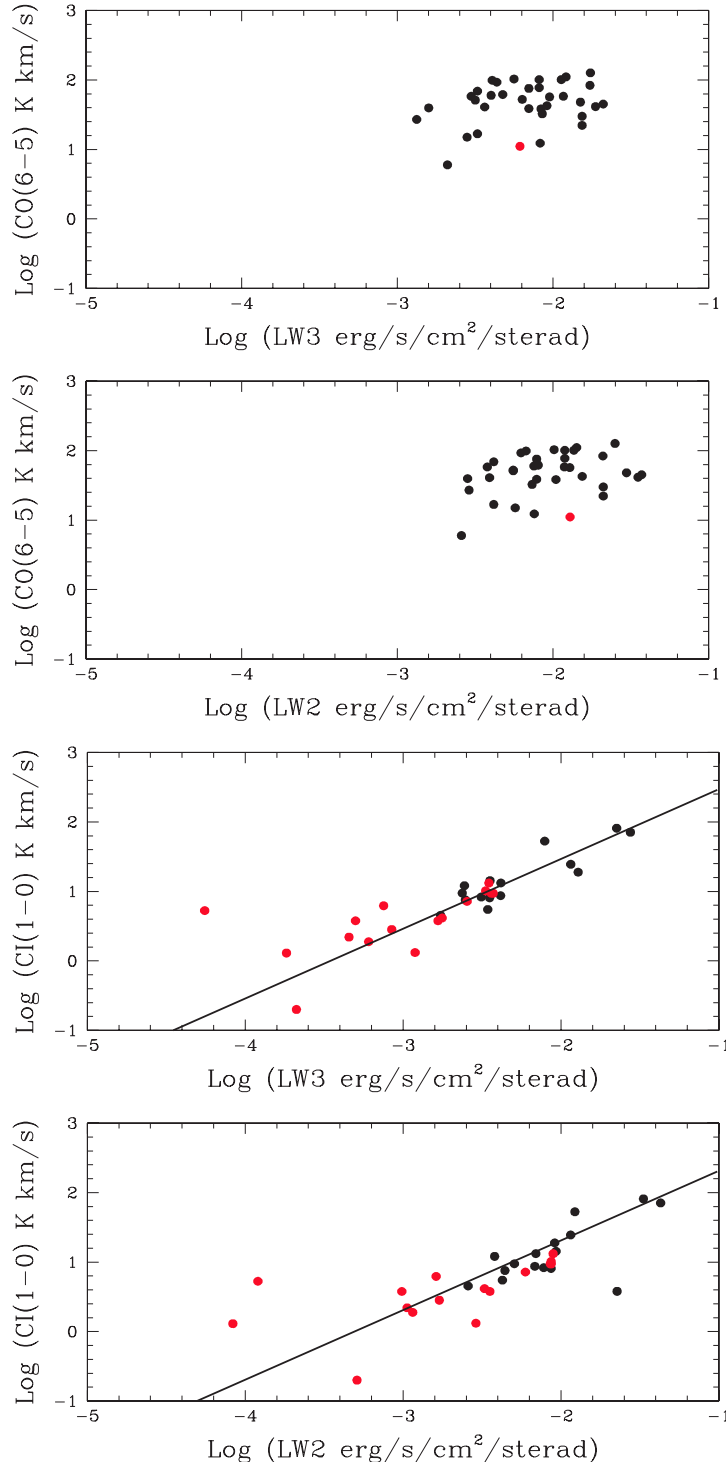


FIG. 10.3 – Corrélations obtenues entre l'aire intégrée (en K km s^{-1}) de la raie $^{12}\text{CO}(6-5)$ avec les intensités *ISOCAM* à 6.75 μm (*ISO-LW2*) et à 15 μm (*ISO-LW3*) (les deux graphiques du haut) et entre l'aire intégrée (en K km s^{-1}) de la raie $[\text{CI}](^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ avec les intensités *ISOCAM* à 6.75 μm (*ISO-LW2*) et à 15 μm (*ISO-LW3*) (les deux graphiques du bas), pour un échantillon des galaxies proches (81 objets au total) contenant les cibles étudiées dans les Parties 1 et 2 (voir le texte). Les noyaux de galaxies sont représentés par des points noirs tandis que les points rouges sont des observations obtenues dans les disques des galaxies. Des droites de pente 1 ont été rajoutées sur certaines figures pour permettre une lecture plus aisée.

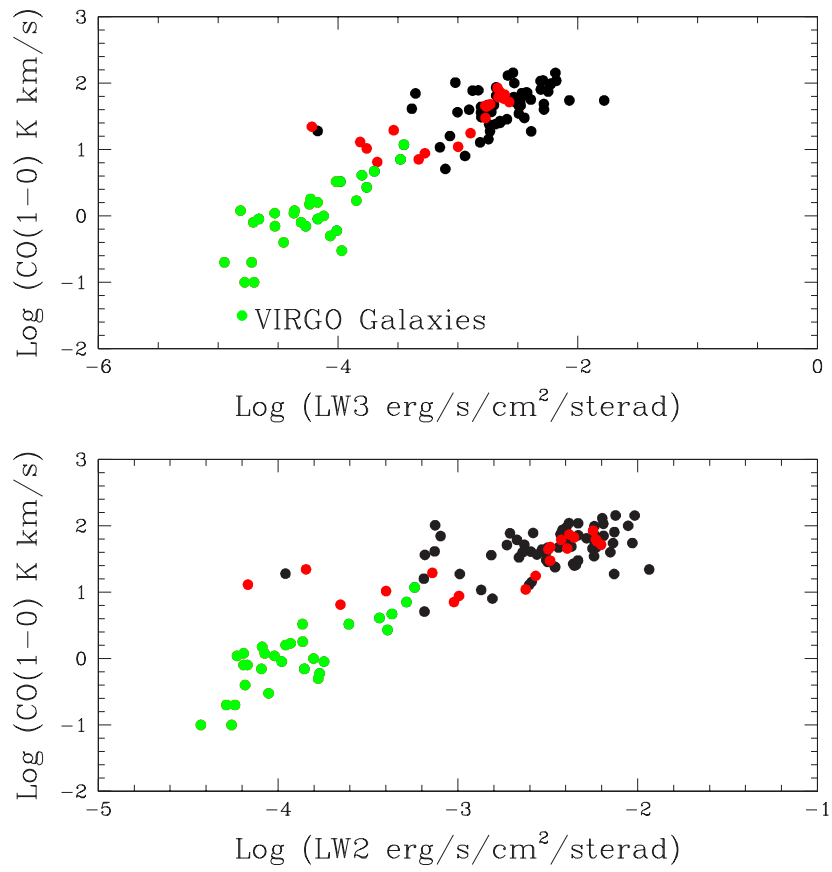


FIG. 10.4 – Corrélations obtenues entre l'aire intégrée (en K km s^{-1}) de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ avec les intensités *ISOCAM* à $6.75 \mu\text{m}$ (*ISO-LW2*) et à $15 \mu\text{m}$ (*ISO-LW3*) pour des noyaux (points noirs) et des disques (points rouges) de galaxies proches et des galaxies appartenant à l'amas de Virgo (points verts, voir le texte).

résultats obtenus dans la Partie 3 Chap. 9, il semble que les raies à haut-J du CO soient de bons traceurs du gaz moléculaire. Il serait donc particulièrement intéressant d'enrichir ces graphiques avec davantage de points pour pouvoir confirmer, dans cette comparaison avec l'émission des PAHs, cette remarque.

Pour les graphiques de la Fig. 10.3 représentant l'émission de la raie $[CI](^3P_1-^3P_0)$ en fonction de l'intensité à $7\ \mu\text{m}$ et $15\ \mu\text{m}$ des poussières, il semble que la même ségrégation (observée dans la Fig. 10.2) régions actives - régions moins actives apparaisse, surtout dans le graphique faisant intervenir le rayonnement *ISO-LW2*. Néanmoins, l'émission de $[CI](^3P_1-^3P_0)$ semble se comporter comme celle de $^{12}\text{CO}(1-0)$ (avec une bonne corrélation avec *LW3*, et un peu moins bonne avec *LW2*). Il faudrait acquérir là encore, plus de points d'observations non seulement dans la raie $[CI](^3P_1-^3P_0)$ pour confirmer ces tendances mais aussi plus de points d'observations dans la raie $[CI](^3P_2-^3P_1)$ pour essayer de construire ces mêmes graphiques et voir si des corrélations évidentes peuvent être mises en lumière avec les émissions des PAHs.

Dans les galaxies proches, la résolution spatiale obtenue est bien trop faible pour localiser précisément les effets mentionnées ci-dessus. L'émission détectée est constituée d'une somme d'émissions de nombreuses régions de formation d'étoiles et nuages moléculaires répartis dans le pixel. Comme les étoiles naissent dans les nuages moléculaires, on s'attend à un accroissement du signal dans les régions actives et au contraire, un signal plus faible dans les régions moins actives. Comme le rayonnement UV des étoiles massives chauffe le gaz moléculaire, la température du gaz est sensiblement plus élevée dans les nuages moléculaires actifs en formation stellaire que dans les nuages inactifs.

En résumé, toutes ces figures peuvent souffrir de divers effets pouvant perturber les conclusions préliminaires que nous en déduisons. Les remarques précédentes sont donc émises avec la plus grande réserve et la plus grande prudence ; l'analyse de ces graphiques devant être poursuivie.

Néanmoins, l'étude d'un échantillon de galaxies appartenant à l'amas de la Vierge permet de confirmer la solidité de certaines corrélations. En effet, la distance des galaxies ne paraît pas avoir d'effet car la corrélation présentée dans la Fig. 10.4 est bien marquée pour les galaxies de l'amas de la Vierge (Virgo) dont les distances sont semblables (17 Mpc, voir Boselli et al. 2005). Par contre, on peut remarquer que la résolution de la plupart des données $^{12}\text{CO}(1-0)$ est moins bonne que celle des données pour les autres raies du monoxyde de carbone. La corrélation à l'échelle globale n'est ainsi pas facilement vérifiée à plus petite échelle dans les galaxies. Néanmoins, pour la galaxie NGC 6946, une étude menée par Walsh et al. [2002] a mis en évidence une corrélation spatiale entre les émissions de $^{12}\text{CO}(1-0)$ et de *ISO-LW2* (voir aussi les travaux effectués sur M 83, Vogler et al. 2005).

10.4 Conclusions

Les corrélations ou plutôt les tendances dégagées plus haut doivent être confirmées en s'affranchissant des effets pouvant les influencer. Il est primordial de poursuivre ce travail de comparaison et aller plus loin dans l'interprétation de ces graphiques en terme d'activité de formation des étoiles. Ceux-ci ouvre des perspectives très excitantes pour faire avancer notre connaissance des processus physiques et chimiques intervenant dans la formation des étoiles dans les galaxies proches et lointaines.

Une galaxie qui semble particulièrement intéressante à étudier en détail est la galaxie IC 10 qui, d'une part, sort des corrélations et, d'autre part, pour laquelle nous avons beaucoup de détections dans diverses raies de C, ^{12}CO et ^{13}CO (voir la Partie 1 Chap. 3), à diverses positions (non seulement dans le noyau mais aussi à l'extérieur de celui-ci). A cet égard, la carte 10.5 nous montre une superposition de l'image *ISOCAM-LW2* avec les positions (cercles) où la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$ a été détectée (spectres). De plus, pour cette source, les modélisations

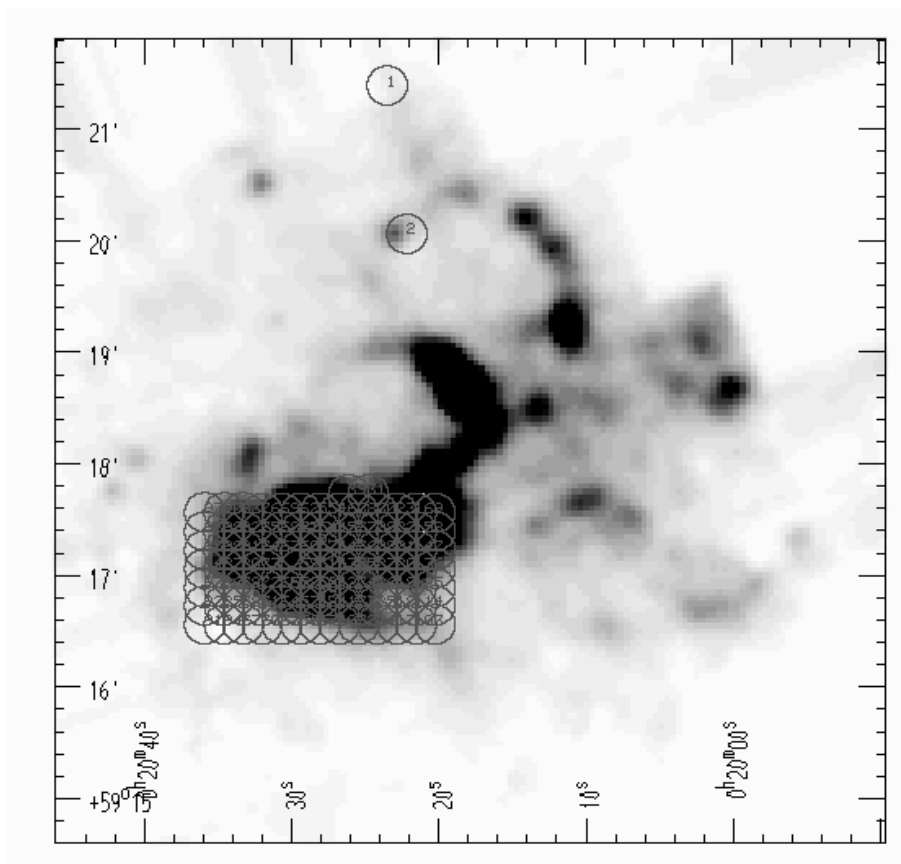


FIG. 10.5 – Superposition d’une image *ISOCAM-LW2* avec les positions (cercles) où la raie $^{12}\text{CO}(3-2)$ a été détectée dans la galaxie irrégulière IC 10.

PDR et LVG (voir la Partie 2 Chaps. 7 et 8) semblent aussi en très bon accord avec les observations. Mais encore, cette galaxie appartient au groupe local, ce qui permet d’avoir une bonne résolution linéaire et de mieux comparer les propriétés observées dans cette galaxie avec les propriétés des nuages interstellaires observées avec beaucoup plus de détails dans notre Galaxie.

C’est pourquoi cette galaxie a été choisie pour être étudiée à haute résolution spatiale avec l’interféromètre de l’*IRAM-PdB* afin de vérifier si une bonne superposition entre les émissions millimétriques et submillimétriques et l’émission en IR moyen existe aussi à plus petite échelle. C’est le dernier chapitre de ce manuscrit qui présente les premiers résultats (préliminaires) de cette étude.

CHAPITRE 11

Et à haute résolution ?

Sommaire

11.1 Contexte	203
11.2 Observations à haute résolution	203
11.3 Conclusions	206

11.1 Contexte

Pour un échantillon de galaxies proches, nous avons établi l'existence de corrélations entre l'émission de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ et l'émissions en IR moyen (*ISO-LW2* et *ISO-LW3*, voir la Partie 3 Chap. 11) et l'émission continuum en FIR (voir la Partie 3 Chap. 9). Ces corrélations sont similaires à celles mises en évidence par Helou et al. [2001] entre l'émission de la raie [CII] et l'émission *ISO-LW2*. On sait que l'émission en IR moyen est un bon traceur de l'activité de formation des étoiles, non biaisé par l'extinction, et produit dans les Régions de PhotoDissociation (PDRs). Ces corrélations semblent confirmer que les régions PDRs sont bien la principale source du spectre de raies du gaz. Pour tester la validité de cette hypothèse à haute résolution spatiale (fournie par des mesures effectuées avec l'interféromètre du Plateau de Bure de l'*IRAM*), nous avons choisi d'étudier des nuages moléculaires individuellement, ainsi que leur environnement (taille, champ de rayonnement, association avec la formation d'étoiles). L'intérêt principal de cette étude est de savoir si les corrélations observées jusqu'à présent à grande échelle disparaissent ou se conservent quand on se place à plus petite échelle.

Par ailleurs, l'étude des propriétés physiques des nuages moléculaires pris individuellement, peut aussi servir de base pour une comparaison avec les propriétés physiques des autres nuages moléculaires géants (ou *GMCs* pour "*Giant molecular Clouds*") présents dans d'autres galaxies du groupe local comme M 31, M 33, le Grand et le Petit Nuage de Magellan, etc. De nombreuses perspectives d'études s'ouvrent avec ce travail, qui, comme il est rappelé dans le titre de cette partie, est encore inachevé.

11.2 Observations à haute résolution

Après un lourd travail de réduction des données (étude détaillée des calibrateurs utilisés, ajout des espacements courts issus d'observations effectuées par l'antenne de 30 m de l'*IRAM*... Voir l'article Bayet et al. 2006b en préparation), nous avons obtenu des observations à haute résolution du centre de la galaxie IC 10 (somme d'une mosaïque de 10 champs) et de deux champs isolés. La Fig. 11.1 montre les positions observées par l'*IRAM-PdB* (cercles) à partir d'une image *ISO-LW2*. On y distingue aisément les positions prises dans le noyau et celles correspondant aux deux champs isolés. Ces deux champs isolés montrent d'une part une région

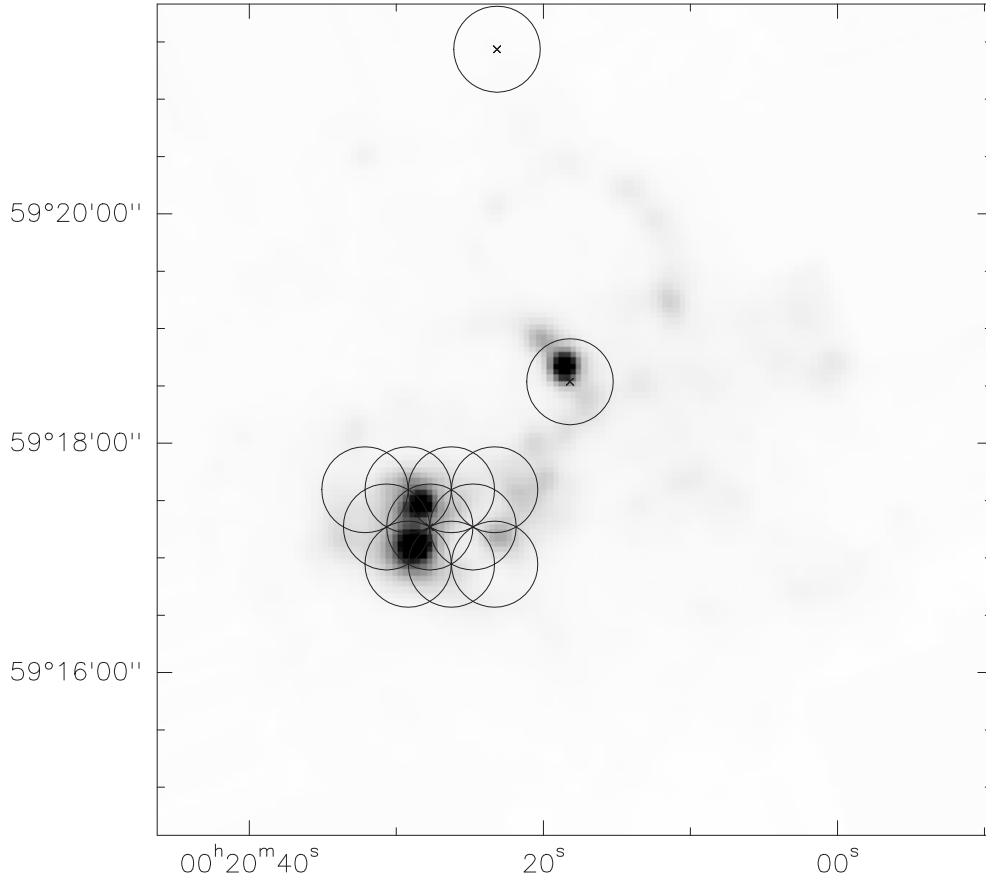


FIG. 11.1 – Superposition d’une image *ISO-LW2* avec les positions (cercles) où la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ a été détectée avec l’interféromètre de l’*IRAM-PdB* dans la galaxie irrégulière IC 10. Une mosaïque de 10 champs couvre le noyau de la galaxie tandis que deux champs supplémentaires isolés sont aussi observés. Les positions sont exprimées en RA(2000) (voir l’axe des abscisses) et en DEC(2000) (voir l’axe des ordonnées).

HII (située juste au-dessus du centre, légèrement à droite, voir la Fig. 11.1), et d’autre part un nuage moléculaire distinct du centre (situé tout en haut de la Fig. 11.1) et peu actif en formation d’étoiles (pas ou peu d’émission *ISO-LW2*).

Les observations, une fois calibrées et réduites (voir la Partie 1 Chaps. 1 et 2 qui traitent de la calibration des données interférométriques), sont présentées dans les Figs. 11.2 et 11.3 pour le noyau de la galaxie. En effet, la Fig. 11.2 présente les observations en $^{12}\text{CO}(1-0)$ (contours noirs) superposées à une image *ISO-LW2* (échelle de gris). La taille du lobe principal de l’émission de $^{12}\text{CO}(1-0)$ est de $6.01'' \times 4.86''$ et pour l’émission *ISO-LW2* (et l’émission *ISO-LW3*), la taille du pixel est de $6''$. On obtient ainsi des résolutions comparables pour ces deux indicateurs, de l’ordre de $6''$ soit $\simeq 30\text{pc}$ à la distance de IC 10 (1 Mpc). On ne présente dans les Figs. 11.2 et 11.3 que la comparaison entre les émissions $^{12}\text{CO}(1-0)$ et *ISO-LW2*, les figures concernant la comparaison des émissions $^{12}\text{CO}(1-0)$ et *ISO-LW3* n’ayant pas encore été obtenue.

La Fig. 11.3 présente 36 cartes séparées en canaux de vitesse (largeur d’un canal d’environ 1 km s^{-1}) : de -349.43 km s^{-1} à -313.87 km s^{-1} . Les observations en $^{12}\text{CO}(1-0)$ à haute résolution obtenue avec l’*IRAM-PdB* sont toujours représentées avec des contours noirs superposés à

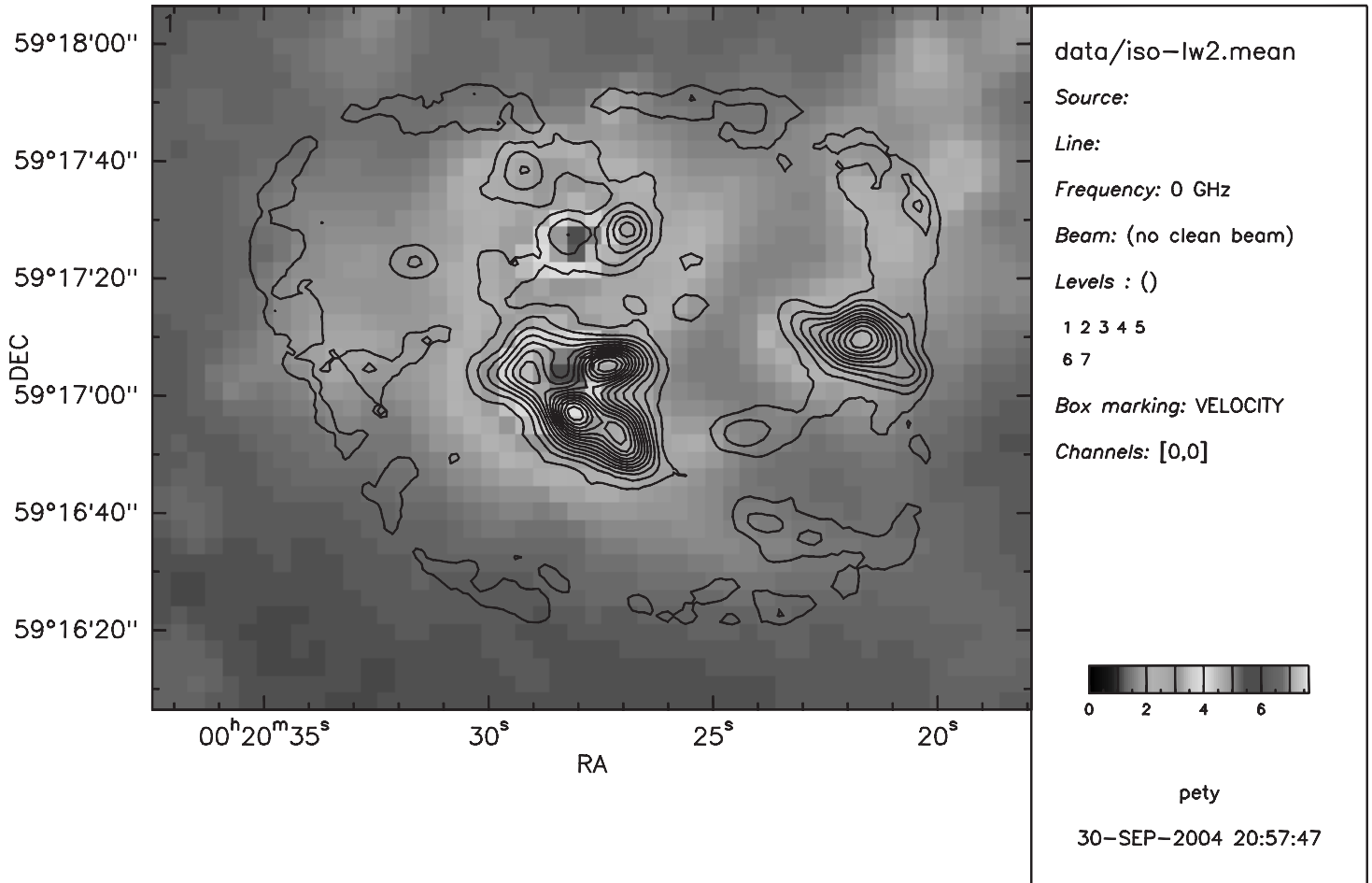


FIG. 11.2 – Superposition de l'image *ISO-LW2* (échelle de gris) prise dans le noyau de IC 10 avec les observations obtenues en $^{12}\text{CO}(1-0)$ (contours noirs) intégrées en vitesse. La taille du lobe principal des observations CO vaut $6.01'' \times 4.86''$ tandis que la résolution de l'image *ISO-LW2* vaut $6''$ (taille du pixel). Les contours de $^{12}\text{CO}(1-0)$ vont de $1 \text{ Jy/beam.kms}^{-1}$ à $15 \text{ Jy/beam.kms}^{-1}$. Les positions en RA(2000) et DEC(2000) des observations sont précisées sur les axes. Les espacements courts proviennent du télescope de 30 m de l'*IRAM* qui ont été combinées aux données interférométriques de l'*IRAM-PdB*.

l'image *ISO-LW2* (échelle de gris).

Dans les Figs. 11.4 et 11.5 on présente seulement les observations en $^{12}\text{CO}(1-0)$ obtenues pour les deux champs isolés (échelles de gris et contours tracés par dessus pour une meilleure visibilité). La comparaison entre les données $^{12}\text{CO}(1-0)$ et les données de *ISO-LW2* et de *ISO-LW3* n'ont pas pu être encore établies. Pour le cas présenté par la Fig. 11.4 qui correspond au nuage moléculaire peut actif (situé en haut de la Fig. 11.1), cette comparaison ne sera, de toute façon, pas possible car les images *ISO-LW2* et *ISO-LW3* ne couvrent pas correctement cette région. En effet celle-ci est située trop au bord des images *ISOCAM*, ce qui pourrait avoir comme conséquence des flux *ISO-LW2* et *ISO-LW3* mal estimés (en bord de détecteurs, les bruits de mesure sont plus élevés et les observations ainsi obtenues peuvent présenter de fortes fluctuations par rapport à la réalité). Pour l'autre position (région HII active) présentée par la Fig. 11.5, un travail très sensible d'astrométrie (comme il a été mené pour la position du noyau de IC 10) est nécessaire (Voir l'article Bayet et al. 2006b en préparation), ce qui a retardé d'autant son étude individuelle.

Pour le noyau de IC 10, on observe donc globalement une bonne corrélation entre les émissions *ISO-LW2* et l'émission de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ (voir les Figs. 11.2 et 11.3). Les régions actives sont clairement identifiées (au centre), tout comme les régions un peu moins intenses (à droite et au-dessus du centre). Les nuages moléculaires géants se distinguent aisément.

Pour l'instant, aucune interprétation ni analyse plus poussée n'a été effectuées sur ces données. Il semble cependant qu'un faible décalage existe (voir les cartes par canaux de la Fig. 11.3) entre les pics IR et ceux du $^{12}\text{CO}(1-0)$ dans le noyau de IC 10. Ceci ne semble pas dû à un problème de pointage ni d'astrométrie, ces deux points ayant été effectués avec le plus grand soin puis vérifiés. On a l'impression donc que les principaux GMCs entourent le pic IR vers le noyau. Si cette région est une région HII, on peut comprendre cette géométrie. Pour trancher, on a superposé dans les Figs. 11.6 et 11.7 respectivement, d'une part les images *ISO-LW2* (en vert) et *ISO-LW3* (en rouge) à une image prise dans la bande K (en bleu), et d'autre part, les images *ISO-LW2* (en vert) et *ISO-LW3* (en bleu) à une image $\text{H}\alpha$ (en rouge). Les régions actives comme celles plus calmes se retrouvent sur ces deux cartes. Il semble que notre hypothèse se confirme.

Là encore, une comparaison multi-longueurs d'onde (radio continuum, UV, carte de couleurs en bande B et R, cartes d'extinction en bande J-H ou H-K,...) pourrait davantage nous renseigner sur la formation des étoiles au sein de ce noyau irrégulier à flambée de formation d'étoiles.

Enfin, les propriétés physiques des deux régions isolées pourraient également être comparées à celles du noyau très actifs. Ces divers travaux seront exposés dans l'article Bayet et al. [2006b] (en préparation).

11.3 Conclusions

Pour cette étude à haute résolution, de nombreuses questions très intéressantes restent encore totalement ouvertes : la morphologie et la dynamique du gaz moléculaire caractérisé par les raies de CO à bas-J et à haut-J sont-ils similaires ? Le pic d'émission d'une raie à haut-J comme le $^{12}\text{CO}(4-3)$ ou le $^{12}\text{CO}(6-5)$ se situe-t-il au même endroit que le pic d'émission de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$? Comment les rapports de raies varient-ils spatialement ? Quelles sont les différences de propriétés physiques entre les GMCs très actifs et les GMCs moins actifs ?... Cette dernière question peut trouver une réponse si on utilise la modélisation PDR (voir la Partie 2 Chap. 8) sur chaque GMC identifié.

Le principal problème pour réussir à répondre à toutes ces questions est celui du manque d'observations à haute fréquence ($^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{12}\text{CO}(4-3)$ et $^{12}\text{CO}(6-5)$ à $\nu = 345$ GHz, 461 GHz et 691 GHz). De nombreuses perspectives d'études se basant sur ce travail sont pos-

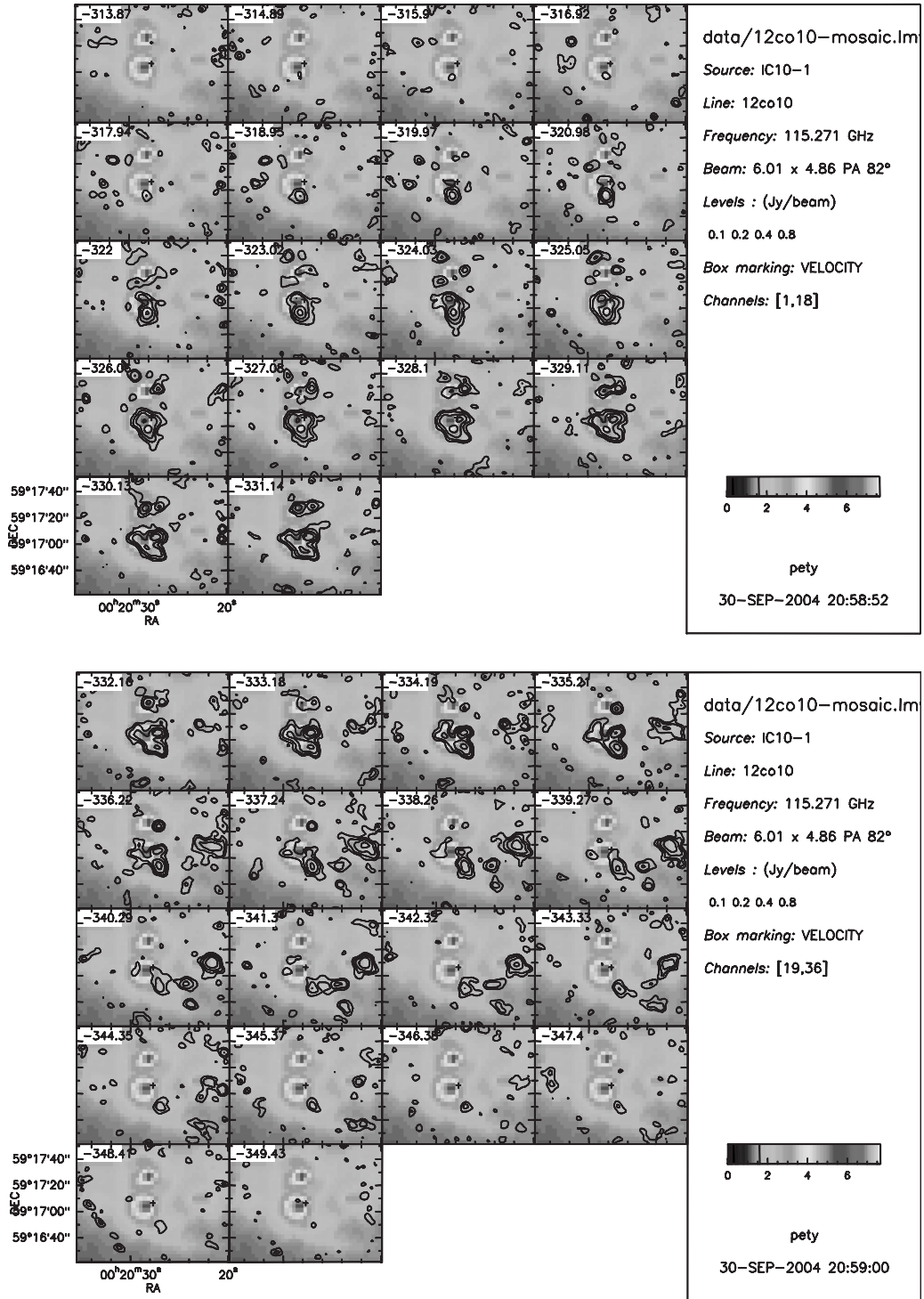


FIG. 11.3 – Superposition de l'image *ISO-LW2* (échelle de gris) prise dans le noyau de IC 10 avec les observations obtenues en $^{12}\text{CO}(1-0)$ (contours noirs), pour différents canaux de vitesse (en haut : de -313.87 km s^{-1} à -331.14 km s^{-1} et en bas : de -332.18 km s^{-1} à -349.43 km s^{-1}), la largeur d'un canal étant d'environ 1 km s^{-1} . La taille du lobe principal des observations CO vaut $6.01'' \times 4.86''$ tandis que la résolution de l'image *ISO-LW2* vaut $6''$ (taille du pixel). Les contours de $^{12}\text{CO}(1-0)$ vont de 0.1 Jy/beam à 0.8 Jy/beam par pas de 0.2 Jy/beam. Les positions en RA(2000) et DEC(2000) des observations sont précisées en bas à gauche de chaque graphique.

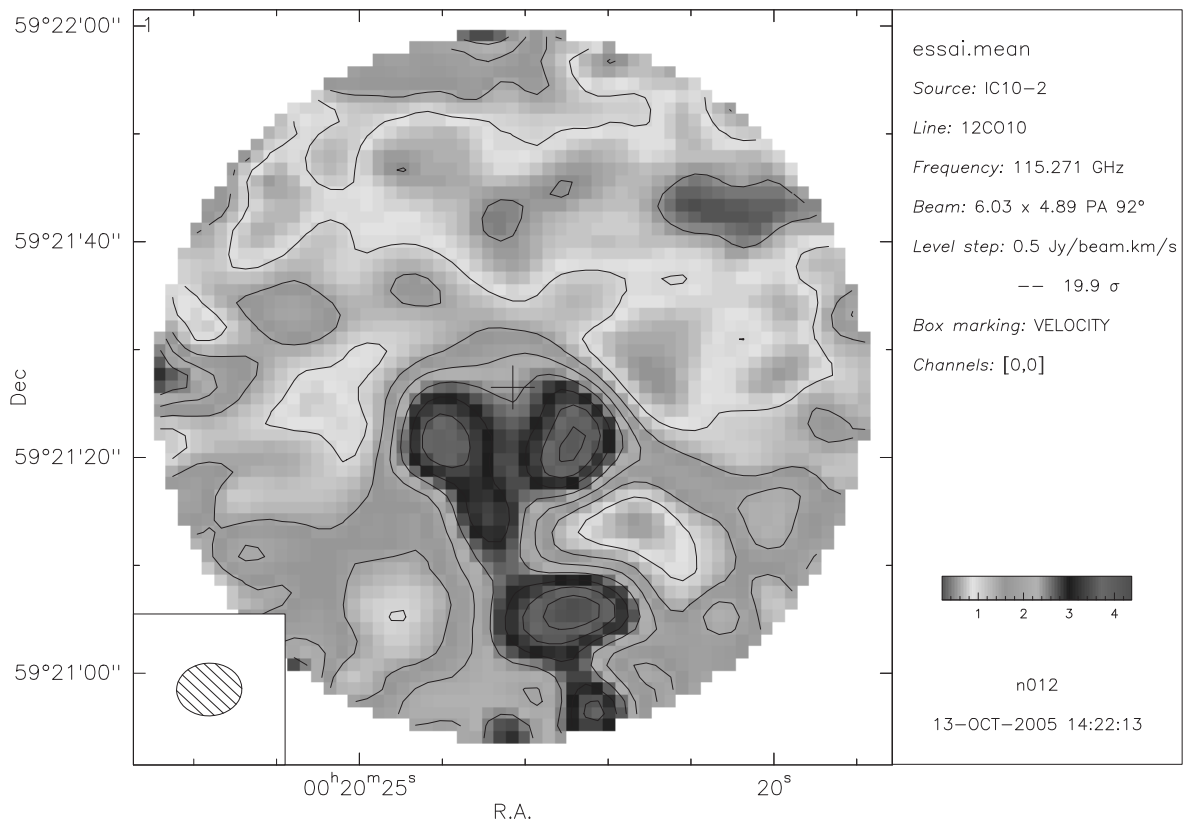


FIG. 11.4 – Cartes de l'intensité de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ intégrée en vitesse du champ isolé (nuage peu actif loin du centre) de IC 10. La taille du lobe principal vaut $6.01'' \times 4.86''$. Les contours de $^{12}\text{CO}(1-0)$ vont de $0.5 \text{ Jy/beam.kms}^{-1}$ à $4.5 \text{ Jy/beam.kms}^{-1}$ par pas de $0.5 \text{ Jy/beam.kms}^{-1}$. Les positions en RA(2000) et DEC(2000) des observations sont précisées en bas à gauche. Les contours noirs (représentant également l'émission en $^{12}\text{CO}(1-0)$) sont rajoutés à l'échelle de gris pour améliorer la lecture de ces figures.

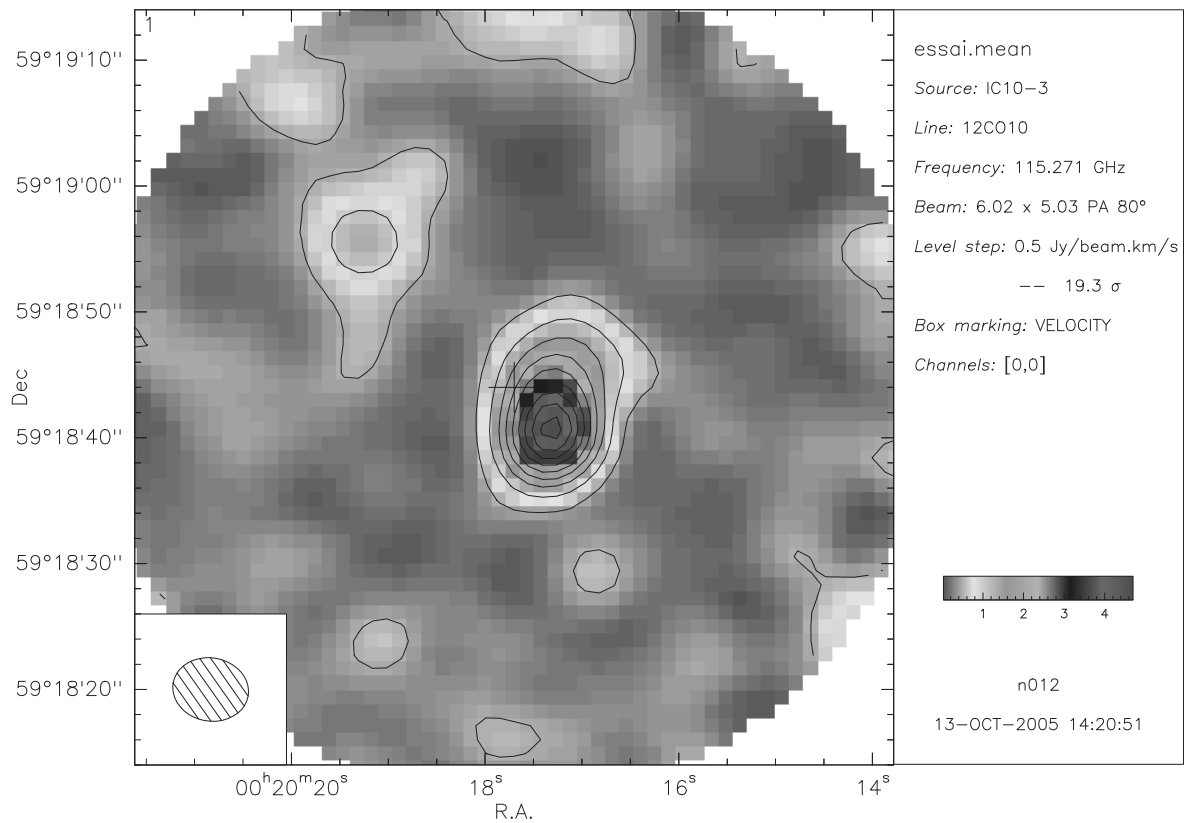


FIG. 11.5 – Cartes de l'intensité de la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ intégrée en vitesse du champ isolé (région HII située près du centre) de IC 10. La taille du lobe principal vaut $6.01'' \times 4.86''$. Les contours de $^{12}\text{CO}(1-0)$ vont de $0.5 \text{ Jy/beam.kms}^{-1}$ à $4.5 \text{ Jy/beam.kms}^{-1}$ par pas de $0.5 \text{ Jy/beam.kms}^{-1}$. Les positions en RA(2000) et DEC(2000) des observations sont précisées en bas à gauche. Les contours noirs (représentant également l'émission en $^{12}\text{CO}(1-0)$) sont rajoutés à l'échelle de gris pour améliorer la lecture de ces figures.

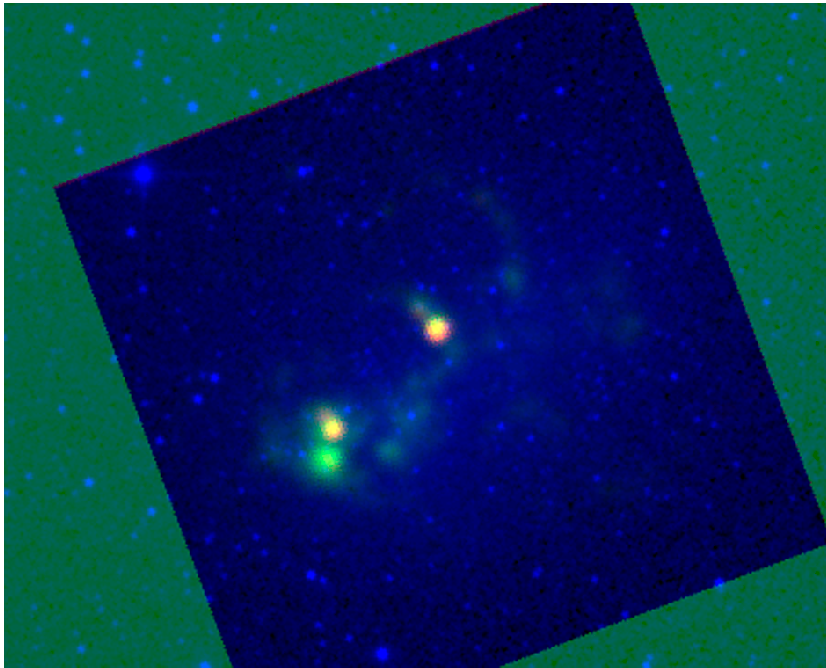


FIG. 11.6 – Superposition dans le noyau de IC 10 de l'émission dans la bande K (en bleu), de l'émission *ISO-LW2* (en vert) et de l'émission *ISO-LW3* (en rouge). Cette superposition a été effectuée grâce aux logiciels que propose la base de données NED.

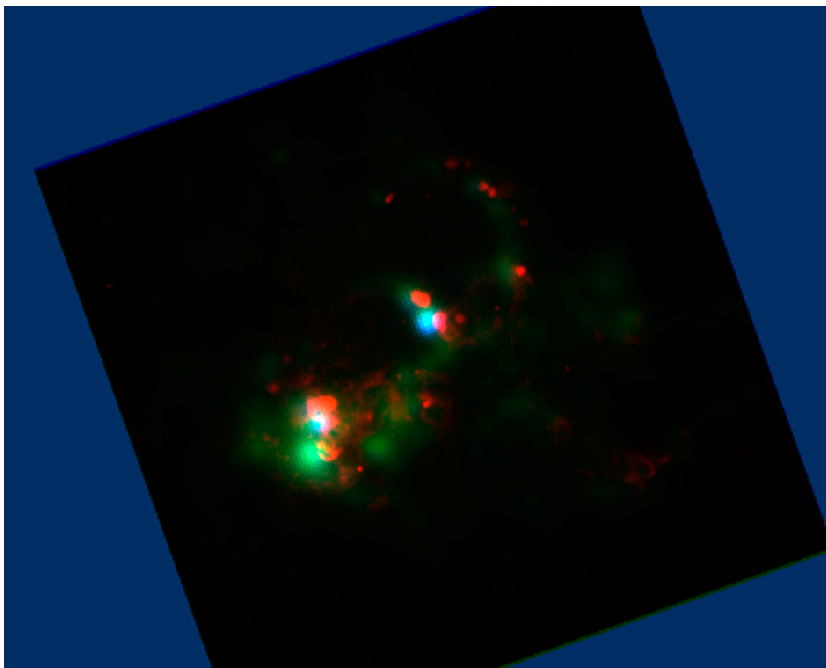


FIG. 11.7 – Superposition dans le noyau de IC 10 de l'émission $H\alpha$ (en rouge), de l'émission *ISO-LW2* (en vert) et de l'émission *ISO-LW3* (en bleu). Cette superposition a été effectuée grâce aux logiciels que propose la base de données NED.

sibles et il faut donc faire preuve de patience et attendre les premières lumières de puissants interféromètres radio comme *ALMA* afin de résoudre ces passionnants problèmes.

Conclusions

Dans ce manuscrit, nous avons essayé de mieux décrire les processus physiques et chimiques intervenant lors de la formation des étoiles en étudiant le refroidissement du milieu interstellaire dans les galaxies proches ($D < 10$ Mpc) via les émissions du carbone atomique et du monoxyde de carbone contenu dans le gaz moléculaire chaud et dense des noyaux de galaxies. Nous avons réussi à quantifier le refroidissement du gaz moléculaire pour une dizaine de nos 20 sources pour lesquelles notre échantillon de raies était le plus complet. Nous avons aussi réussi à déterminer les propriétés physiques et chimiques moyennes du gaz moléculaire chaud et dense contenu dans ces noyaux de galaxies à savoir la température cinétique du gaz, la densité du gaz, le champ de rayonnement qui illumine le milieu interstellaire étudié, les rapports d'abondance $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$... Cette étude présente des résultats innovants qui apparaissent comme pionniers dans le domaine submillimétrique et millimétrique de l'Astrophysique.

En effet, nous présentons dans la première partie, le premier relevé systématique dans les raies à haut-J du CO pour des objets proches soit les raies $^{12}\text{CO}(6-5)$, $^{12}\text{CO}(7-6)$ et $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ qui correspondent respectivement à des fréquences de 691 GHz, 806 GHz et 809 GHz. Nous avons complété ce relevé par de nouvelles observations de ces même sources en $^{12}\text{CO}(2-1)$, $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{12}\text{CO}(4-3)$ et $^{13}\text{CO}(3-2)$ à des fréquences respectivement de 230 GHz, 345 GHz, 461 GHz et 330 GHz. Ces observations, nécessitant une grande mobilité et disponibilité de la part de l'observateur, ont également nécessité les plus hautes performances des instruments du *Caltech Submillimeter Observatory* basé sur le sommet du Mauna Kea à Hawaii et la haute qualité des instruments de détections de l'interféromètre de l'*IRAM-Plateau de Bure* (dans la Partie 3, nous présentons les premières observations à haute résolution de la galaxie irrégulière IC 10 obtenues à 115 GHz). Toutes ces détections permettent donc d'enrichir considérablement notre connaissance actuelle du milieu interstellaire observant des raies non encore détectées du gaz contenu dans les noyaux de galaxies proches. Ces observations ont un rôle primordiale dans la préparation des futures observations faites avec ALMA ou Herschel.

A partir de ces mesures et grâce à un travail de comparaison avec les prédictions issues des modèles les plus perfectionnés à l'heure actuelle (LVG et PDR) reproduisant les caractéristiques du milieu interstellaire (Partie 2 de ce manuscrit), nous avons pu obtenir les propriétés physiques et chimiques du gaz moléculaire chaud et dense, principal responsable de l'émission des raies à haut-J du CO. Nous avons ainsi pu estimer les taux de refroidissement (observés et prédits) du gaz pour environ une dizaine de sources issues de notre échantillon de galaxies proches. Pour ces sources, nous avons mis en évidence le rôle fondamental des raies à haut-J du CO dans les processus de refroidissement du gaz moléculaire chaud et dense et notamment celui des raies $^{12}\text{CO}(5-4)$, $^{12}\text{CO}(6-5)$ et $^{12}\text{CO}(7-6)$ très peu observées car pas ou peu accessibles avec les télescopes actuels. De même pour le ^{13}CO , ce sont les raies à haut-J qui semblent contribuer le plus au refroidissement du gaz moléculaire. Nous avons également montré le rôle dominant de la raie $[\text{CI}](^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ dans le refroidissement du gaz. Pour la première fois des prédictions des intensités (en K km s^{-1} et en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$) pour les raies en ^{12}CO allant jusqu'à la transition $^{12}\text{CO}(15-14)$ ($\nu = 1727$ GHz) et pour les raies en ^{13}CO allant jusqu'à la transition $^{13}\text{CO}(6-5)$ ($\nu = 1100$ GHz) ont été obtenues. Ces prédictions peuvent se révéler de première importance

pour préparer les futurs instruments au sol comme l'interféromètre *ALMA* ou les télescopes spatiaux comme *Herschel*. La distribution spectrale d'énergie du ^{12}CO et du ^{13}CO entre 115 GHz et 1727 GHz obtenue pour différents types de noyaux de galaxies (galaxie spirale normale, à flambée de formation d'étoiles, irrégulière, en interaction, etc) a également un pouvoir prédictif fort puisque qu'elles sont validées à la fois par les prédictions PDRs et les prédictions LVGs. Ces courbes peuvent être utilisées pour diagnostiquer au premier ordre les taux de refroidissement d'objets plus éloignés et mal connus car peu observés. De plus, suivant le type du noyau étudié, il apparaît des différences claires dans ces courbes à savoir la position du maximum d'intensité qui varie : les galaxies très actives ont un pic d'intensité situé vers la raie $^{12}\text{CO}(7-6)$ tandis que les moins actives présentent une courbe de refroidissement culminant à $^{12}\text{CO}(4-3)$. Cet effet peut aussi servir de diagnostic de l'activité de formation des étoiles dans les objets lointains.

Afin de mieux comprendre encore les processus intervenant dans la formation des étoiles dans le MIS des galaxies, nous avons commencé à réfléchir sur la contribution d'un autre composant essentiel du milieu interstellaire jusqu'à présent ignoré : les poussières. Nous avons donc élargi dans la dernière partie notre étude submillimétrique/millimétrique en nous ouvrant sur un autre domaine de longueurs d'onde : le domaine de l'IR moyen et lointain qui caractérise les poussières les plus petites (PAHs et VSGs). Cette étude n'est pas encore achevée et mérite davantage de travail et de temps d'analyse. Nous avons cependant voulu montrer les premiers résultats que nous avons obtenu. Ces résultats sont très encourageants puisque de bonnes corrélations entre les émissions submillimétriques et millimétriques et les émissions en IR proches et lointains à la fois à grande et à plus petite échelle ont été mises en évidence. Un travail de comparaison entre les propriétés des nuages moléculaires géants actifs en formation d'étoiles et ceux moins actifs dans la galaxie proche irrégulière IC 10 a également débuté. De même, il serait très intéressant de comparer les propriétés physiques de ces nuages proches avec celles des nuages de notre Galaxie ou de galaxies intensément étudiées (M 33, M 51...). Là encore, grâce aux corrélations mises en lumière entre les émissions du gaz et les émissions des poussières, deux traceurs indirects de l'activité de formation stellaire, des prédictions sur les valeurs du flux FIR ou du rapport F_{60}/F_{100} d'objets mal connus, peuvent être faites.

De nombreuses perspectives d'études plus excitantes les unes que les autres s'ouvrent à partir de ce travail. Les nouveaux instruments qui seront dans un futur plus ou moins proches disponibles pourront permettre d'aller encore plus loin dans les travaux exposés ici puisqu'ils permettront l'accès à un plus large domaine d'observations notamment à haute résolution. La structure à petite échelle du gaz moléculaire chaud et dense qui contribue le plus au refroidissement du gaz dans le milieu interstellaire des galaxies est sans aucun doute l'un des sujets les plus passionnants du millénaire qui s'ouvre devant nous. Comprendre comment les étoiles se forment c'est comprendre comment nous avons pu apparaître un jour, nous, qui sommes en fait des poussières d'étoiles...

ANNEXE **A**

Article publié

A&A 427, 45–59 (2004)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20035614
 © ESO 2004

**Astronomy
&
Astrophysics**

The submillimeter C and CO lines in Henize 2-10 and NGC 253

E. Bayet¹, M. Gerin¹, T. G. Phillips², and A. Contursi³

¹ Laboratoire de Radioastronomie (LRA), Observatoire de Paris and École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75005 Paris, France (CNRS-UMR 8112)
 e-mail: estelle.bayet@lra.ens.fr

² California Institute of Technology, Downs Laboratory of Physics 320-47, Pasadena, CA 91125, USA

³ Max Planck Institute für Extraterrestrische Physik, Postfach 1312, 85741, Garching, Germany

Received 3 November 2003 / Accepted 5 July 2004

Abstract. The purpose of this paper is to describe a method for determining a cooling template for galaxies, using nearby galaxies, and applicable to future observations of distant galaxies. We observed two starburst galaxies (NGC 253 and Henize 2-10) with the Caltech Submillimeter Observatory in the rotational lines of carbon monoxide $^{12}\text{CO}(J = 3-2)$, $(J = 6-5)$ and $(J = 7-6)$ for both, and also $^{12}\text{CO}(J = 4-3)$ and $^{13}\text{CO}(J = 3-2)$ for Henize 2-10 and in the $^3\text{P}_2-^3\text{P}_1$ fine-structure transitions of atomic carbon [C I] at 809 GHz for NGC 253. Some of these observations have been made previously, but the present multitransition study (including data found in the literature) is the most complete to date for the two galaxies. From these observations, we have derived the properties of the warm and dense molecular gas in the galaxy nuclei. We used an LTE analysis and an LVG radiative transfer model to determine physical conditions of the interstellar medium in both sources and predicted integrated line properties of all CO transitions up to $^{12}\text{CO}(15-14)$. We found the observations to be in good agreement with a medium characterized by $T_k \approx 50-100$ K, $\frac{^{12}\text{CO}}{^{13}\text{CO}} \approx 30$, $n(\text{H}_2) \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and $N(^{12}\text{CO}) = 3.5 \pm 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ for Henize 2-10 and characterized by $T_k \approx 70-150$ K, $\frac{^{12}\text{CO}}{^{13}\text{CO}} \approx 40$, $n(\text{H}_2) \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and $N(^{12}\text{CO}) = 1.5 \pm 0.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ for NGC 253. A PDR model has also been used and here the data are well fitted (within 20%) by a model cloud with a gas density of $n(\text{H}) = 8.0 \pm 1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ and an incident FUV flux of $\chi \approx 20000$ for Henize 2-10. For NGC 253, we deduced $n(\text{H}) = 3.0 \pm 0.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ and $\chi \approx 20000$ for the modelled cloud. The physical properties of warm gas and CO cooling curves of the target galaxies are compared with those measured for the nucleus of the Milky Way and the Cloverleaf QSO. The gas properties and CO cooling curve are similar for the two starburst galaxies and the Cloverleaf QSO while the Milky Way nucleus exhibits lower excitation molecular gas.

Key words. galaxies: starburst – galaxies: individual: NGC 253 – galaxies: individual: Henize 2-10 – submillimeter – ISM: molecules – galaxies: ISM

1. Introduction

Over the past decade, observations of distant galaxies have become possible in the millimeter and submillimeter bands and considerable progress is expected for the next decade. Much of the energy provided by star formation in those galaxies is down-converted to the submm and appears as dust emission and the familiar gas cooling lines. Because the information on distant galaxies is scarce, due to the lack of resolution and sensitivity, it is essential to understand nearby galaxies in order to provide templates for more distant objects. In recent studies of emission of fine-structure transitions of atomic carbon [C I], ionized atomic carbon [C II] and carbon monoxide (CO), we have begun to see how they relate to each other and to dust emission (Gerin & Phillips 1998, 2000). However, to estimate the relative contributions of the various species to the gas cooling, it is often necessary to make assumptions for the power in the various unobserved lines.

It is well known that the fine-structure lines of ionized carbon [C II] and atomic oxygen oxygen [O I] contribute most of

the cooling of the neutral interstellar gas in galaxies. These lines trace the cooling of the diffuse neutral gas with a significant contribution from Photo-Dissociation Regions (PDRs). Fine-structure lines of ionized oxygen [O III] and nitrogen [N II] trace the ionized gas, either in H II regions ([O III]) or the diffuse ionised gas ([N II]). In molecular gas, the cooling radiation is due to atomic carbon, carbon monoxide and water lines (although water (like most molecules) is not sufficiently widespread to contribute much cooling to a galaxy as a whole). These predictions have been confirmed by the COBE-FIRAS observations of the Milky Way: apart from [C II] and [N II] and probably [O I], the most intense submillimeter lines are from C and CO (see Fixsen et al. 1999 and Sect. 4.2). The relative contributions of the different lines of C and CO vary along the Galactic plane. Also C contributes less in proportion to the total cooling towards the Galactic Center than towards the rest of the disk (Bennett et al. 1994 and Fixsen et al. 1999).

The detection of CO lines of distant galaxies remains an extremely difficult task and will continue so until ALMA is

ready. However, detecting their submillimeter continuum emission is now feasible, with the advent of sensitive bolometer arrays. Due to the negative K-correction effect, the dust emission of distant galaxies piles up at submillimeter wavelengths irrespective of redshift. Additional information is needed to be able to estimate a photometric redshift, or to classify the galaxies. For instance, Yun & Carilli (2002) have proposed to use the cm radio continuum emission for obtaining photometric redshifts. From the model developed by Lagache et al. (2003) to explain the evolution of number counts in the submillimeter and far infrared (FIR), it appears that two main galaxy populations contribute to these number counts: a relatively local population of “cold” galaxies, similar to our own galaxy, in which the continuum emission is dominated by extended disk-type emission, and an additional, strongly evolving population of infrared (IR) luminous galaxies, similar to local starburst galaxies. From the information gathered so far on high- J CO emission in galaxies (this work; Israel & Baas 2002, 2003; Bradford et al. 2003; Ward et al. 2003, and references therein), it is likely that high- J CO lines ($^{12}\text{CO}(4-3)$ and above) will be more prominent in actively star forming galaxies compared to the less active galaxies in which only low- J CO lines and the carbon lines are expected. In this paper, from an extensive set of observations of submillimeter CO lines, we conclude that, relative to $^{12}\text{CO}(1-0)$, starburst galaxies do exhibit stronger high-excitation CO lines ($^{12}\text{CO}(4-3)$ and above), than the Milky Way galaxy.

Determining the physical conditions of molecular clouds in external galaxies can be difficult. For single-dish observations of external galaxies, the beam size is usually larger than the angular diameter of typical molecular clouds, hence the cloud emission is beam-diluted. In addition, molecular clouds are known to be clumpy (e.g. Stutzki & Guesten 1990). The intensities of CO rotational lines are sensitive to the gas physical conditions (H_2 density $n(\text{H}_2)$, and kinetic temperature T_k), the ^{12}CO column density $N(^{12}\text{CO})$ as well as the velocity field. In this paper, we use several methods for determining the ^{12}CO column density and the physical conditions, and for predicting the intensity of all CO rotational lines up to $^{12}\text{CO}(15-14)$. The LTE analysis is useful for constraining the kinetic temperature. Using LVG models, three parameters ($n(\text{H}_2)$, T_k , $N(^{12}\text{CO})$) can be measured. PDR models include a self consistent treatment of the thermal and chemical processes and provide therefore a better theoretical understanding of the gas properties.

We recall that, assuming LTE, the brightness temperature, T_B , of CO lines as a function of the kinetic temperature T_k can be written as:

$$T_B = FF \left(J_\nu(T_k) - J_\nu(T_{\text{bg}}) \right) (1 - e^{-\tau}) \quad (1)$$

where FF is the source surface filling factor in the beam, τ is the line opacity, T_{bg} is the CMB temperature ($T_{\text{bg}} = 2.7$ K) and $J_\nu(T_k)$ is described in Kutner & Ulich (1981) by:

$$J_\nu(T_k) = \left(\frac{h\nu}{k_b} \right) \times \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_b T_k}\right) - 1} \quad (2)$$

where k_b is the Boltzmann’s constant and h is the Planck constant. We show in Fig. 1 the brightness temperature, T_B , as a

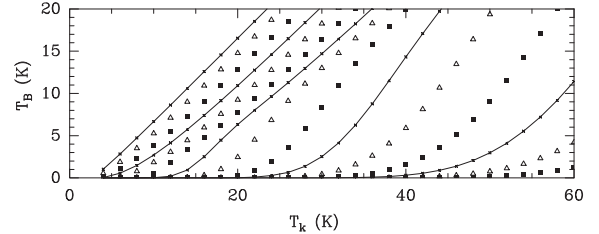


Fig. 1. Brightness temperature T_B (Eqs. (1) and (2) in Sect. 1) vs. the kinetic temperature, T_k , assuming a unity filling factor ($FF = 1$). The first curve on the left is $^{12}\text{CO}(1-0)$ (full line) followed by $^{12}\text{CO}(2-1)$ (triangles), $^{12}\text{CO}(3-2)$ (squares), $^{12}\text{CO}(4-3)$ (full line)... up to $^{12}\text{CO}(15-14)$. For this plot, we used $N(\text{CO}) = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ and $\Delta v = 1 \text{ km s}^{-1}$ resulting in $\tau \gg 1$.

function of the kinetic temperature T_k . In this example, typical figures for Galactic molecular clouds have been chosen with $FF = 1$, $N(^{12}\text{CO}) = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ and $\Delta v = 1 \text{ km s}^{-1}$, resulting in saturated CO lines.

For a gas temperature around $T_k \approx 10$ K, low- J CO lines ($^{12}\text{CO}(1-0)$, $^{12}\text{CO}(2-1)$ and $^{12}\text{CO}(3-2)$) are easily detected while mid and high- J CO lines ($^{12}\text{CO}(5-4)$, $^{12}\text{CO}(6-5)$ and above) need warmer gas to be detected ($T_k \gtrsim 15$ K).

Since we want to sample warm gas, we have observed, for both galaxies, the high- J CO lines: $^{12}\text{CO}(4-3)$ (only for Henize 2-10), $^{12}\text{CO}(6-5)$ and $^{12}\text{CO}(7-6)$ which are more sensitive to warm, dense gas directly involved in the starburst. We also observed $^{12}\text{CO}(3-2)$ for both galaxies and $^{13}\text{CO}(3-2)$ for Henize 2-10, to better constrain the models (see Sect. 5.1).

Atomic carbon has also proved to be a good tracer of molecular gas (Israel & Baas 2001; Gerin & Phillips 2000). The fine structure transition of atomic carbon $^3\text{P}_2-^3\text{P}_1[\text{CI}]$ at 809 GHz for NGC 253 has also been observed here, since the intensity ratio between this line and the $^3\text{P}_1-^3\text{P}_0[\text{CI}]$ at 492 GHz is a sensitive tracer of the total gas pressure. For NGC 253, Bradford et al. (2003) and Israel et al. (1995) give the intensity of the fine structure transition of atomic carbon $^3\text{P}_1-^3\text{P}_0[\text{CI}]$ at 492 GHz. For Henize 2-10, Gerin & Phillips (2000) give the intensity of the $^3\text{P}_1-^3\text{P}_0[\text{CI}]$ at 492 GHz but we could not find a measure of $^3\text{P}_2-^3\text{P}_1[\text{CI}]$ at 809 GHz to compute the line ratio.

In the following, we present new CO and CI data for NGC 253 and for Henize 2-10 (see Sect. 3). The galaxies are described in Sect. 2, the observations in Sect. 3. The results and data analysis providing ISM properties are discussed in Sects. 4 and 5, respectively, with conclusions in Sect. 6.

2. The sample

Henize 2-10 is a blue compact dwarf galaxy with a metallicity of $12 + \log\left(\frac{O}{H}\right) \approx 8.93$ (Zaritsky et al. 1994). It presents a double core structure suggesting a galaxy merger (Baas et al. 1994). From optical, infrared and radio observations of Henize 2-10, the derived distance is 6 Mpc (Johansson 1987). Henize 2-10 is rich in neutral atomic hydrogen (Allen et al. 1976) and harbors a considerable

population of Wolf-Rayet stars (D’Odorico et al. 1983; Kawara et al. 1987). Previous CO observations have been reported by Baas et al. (1994); Kobulnicky et al. (1995, 1999) and Meier et al. (2001). The starburst is confined in the galaxy nucleus within a radius of $5''$ (150 pc). This galaxy was chosen because it shows intense and narrow CO lines.

NGC 253 is a highly inclined galaxy ($i = 78^\circ$, Pence 1980) of type Sc. With M 82, it is the best nearby example of a nuclear starburst (Rieke et al. 1988). Blecha (1986) observed 24 of the brightest globular clusters and estimated a distance of 2.4 to 3.4 Mpc, while Davidge & Pritchett (1990) analysed a color-magnitude diagram of stars in the halo of NGC 253 and conclude that the distance is 1.7 to 2.6 Mpc. In the following, we shall use a value of $D = 2.5$ Mpc as in Mauersberger et al. (1996). NGC 253 has been extensively observed at all wavelengths (Turner 1985 (map in all four 18 cm lines of OH in the nucleus); Antonucci & Ulvestad 1988 (deep VLA maps of NGC 253 which show at least 35 compact radio sources); Carlstrom et al. 1990 (the $J = 1-0$ transitions of HCN and HCO^+ and the 3 mm continuum emission); Telesco & Harper 1980 (30 and 300 μm emission); Strickland et al. 2004 (X-ray observations)). NGC 253 presents a very active and young starburst. It is among the first galaxies to have been detected in submillimeter lines and continuum. The NGC 253 nucleus has been mapped previously in various lines of CO and C (Bradford et al. 2003; Israel & Baas 2002; Sorai et al. 2000; Harrison et al. 1999; Israel et al. 1995; Wall et al. 1991; Harris et al. 1991). The most intense emission is associated with the starburst nucleus with additional weak and extended emission from the disk (Sorai et al. 2000). Both galaxies harbor superstar clusters in their nuclei (Keto et al. 1999) similar to the superstar clusters found in interacting galaxies (Mirabel et al. 1998). Basic properties for both galaxies are summarized in Table 1.

3. Observations

The observations were made during various sessions at the Caltech Submillimeter Observatory (CSO) in Hawaii (USA) with the Superconducting Tunnel Junction receivers operated in double-side band mode. The atmospheric conditions varied from good ($\tau_{225} \lesssim 0.1$) to excellent ($\tau_{225} \approx 0.06$). We used a chopping secondary mirror with a throw of 1 to 3 arcmin, depending on the size of the source, and with a frequency around 1 Hz. Henize 2-10 is point-like for all lines. The NGC 253 nucleus has a size of $50''$ (see Fig. 3) which is smaller than the chopping throw. For this galaxy, we used a $3'$ chopping throw in $^{12}\text{CO}(3-2)$. There is no sign of contamination by emission in the off beams. We restricted the chopping throw to $1'$ for $^{12}\text{CO}(6-5)$ and $^{12}\text{CO}(7-6)$ as the emission is very compact in these lines. Spectra were measured with two acousto-optic spectrometers (effective bandwidth of 1000 MHz and 500 MHz). The first one has a spectral resolution about 1.5 MHz and the second one about 2 MHz. The IF frequency of the CSO receivers is 1.5 GHz. The main beam efficiencies (η) of the CSO were 69.8%, 74.6%, 51.5%, 28% and 28% at 230, 345, 460, 691 and 806 GHz respectively, as measured on planets. We used the ratio $\frac{1}{\eta}$ to convert T_A^* into T_{mb} . The beam size at

Table 1. Basic properties of Henize 2-10 and NGC 253.

Henize 2-10	
RA (1950)	08:34:07.2
Dec (1950)	-14:26:06.0
Distance	6 Mpc ¹
Velocity (LSR)	+850 km s ⁻¹
Optical size	$30'' \times 40''$
Position angle	130°
Inclination	44°
Metallicity	$12 + \log(\frac{O}{H}) \approx 8.93^2$
L_{FIR}	$1.7 \times 10^9 L_\odot^3$
Absolute luminosity L_B	$1.2 \times 10^9 L_\odot^4$
NGC 253	
RA (1950)	00:45:05.7
Dec (1950)	-25:33:38.0
Distance	2.5 Mpc ⁵
Velocity (LSR)	+240 km s ⁻¹
Optical size	$27.5' \times 6.8'$
Position angle	51°
Inclination	78.5°
Metallicity	$12 + \log(\frac{O}{H}) = 8.99 \pm 0.31^2$
L_{FIR}	$1.0 \times 10^{10} L_\odot^3$
Absolute luminosity L_B	$2.7 \times 10^{10} L_\odot^6$

¹ Johansson (1987).

² Zaritsky et al. (1994).

³ Computed from formula in Imanishi & Dudley (2000) and from Sanders & Mirabel (1996).

⁴ Baas, Israel & Koornneef (1994).

⁵ As in Mauersberger et al. (1996) (see text).

⁶ Pence (1980).

230, 345, 460, 691 and 806 GHz is $30.5''$, $21.9''$, $14.5''$, $10.6''$ and $8.95''$ respectively¹.

The pointing was checked using planets (Jupiter, Mars and Saturn) and evolved stars (IRC 10216 and R-Hya). The pointing accuracy is around $5''$. The overall calibration accuracy is 20%. Data have been reduced using the CLASS data analysis package. The spectra have been smoothed to a velocity resolution of 10 km s^{-1} and linear baselines have been removed.

For NGC 253, we obtained spectra towards the central position for both $^{12}\text{CO}(7-6)$ line and the atomic carbon $\text{CI}(^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$ line simultaneously. We observed 70 positions in the $^{12}\text{CO}(3-2)$ line and 20 positions for the $^{12}\text{CO}(6-5)$ line. For Henize 2-10 we observed only the nucleus for the $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{12}\text{CO}(4-3)$, $^{12}\text{CO}(6-5)$, $^{12}\text{CO}(7-6)$ and $^{13}\text{CO}(3-2)$ lines. The carbon line $^3\text{P}_1-^3\text{P}_0$ [CI] is from Gerin & Phillips (2000).

4. Data analysis

4.1. Spectra and maps

Henize 2-10 and NGC 253 spectra at central positions are shown in Fig. 2; Fig. 3 shows $^{12}\text{CO}(3-2)$ and $^{12}\text{CO}(6-5)$ maps of NGC 253. We detected $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{12}\text{CO}(6-5)$ and

¹ See web site: <http://www.submm.caltech.edu/cso/>

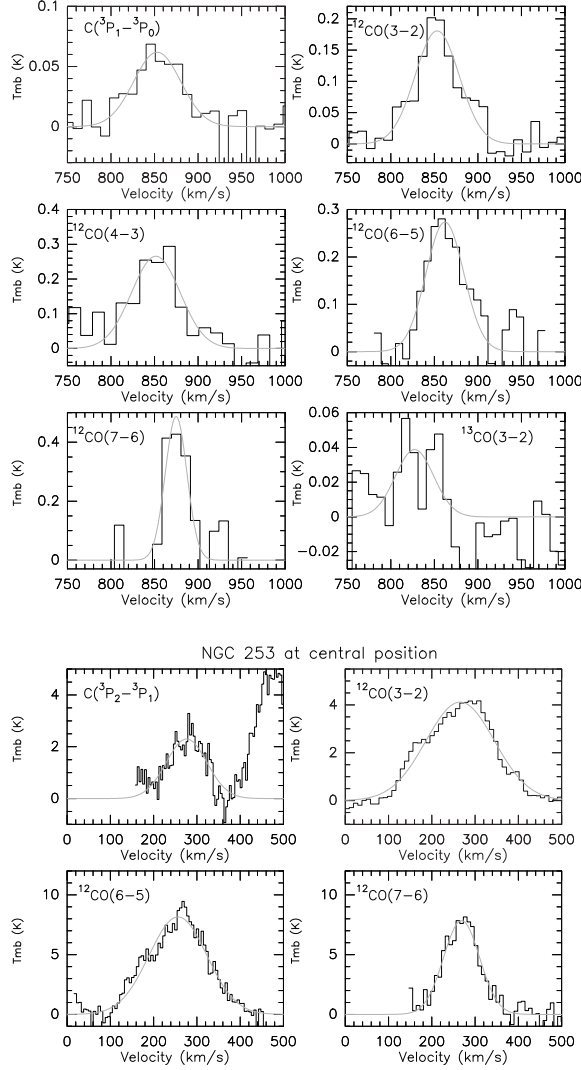


Fig. 2. Spectra of Henize 2-10 (top six) and NGC 253 (bottom four) at central positions as given in Table 1. Velocities (horizontal axis) are given relative to the LSR (V_{LSR}) in km s^{-1} and the line intensities (vertical axis) are in units of T_{mb} (K). The grey curves are Gaussian fits. For NGC 253, the line on the right hand side of $\text{C}(\text{I}^3\text{P}_2-\text{I}^3\text{P}_1)$ is the edge of $^{12}\text{CO}(7-6)$ line seen in the image side band.

$^{12}\text{CO}(7-6)$ in both galaxies. For these positions, line intensities (A in K km s^{-1} and I in $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$) and line fluxes (F in W m^{-2}) resulting from Gaussian fits are listed in Tables 2 and 3, together with the beam size of the observations. Because of likely pointing offsets ($\sim 5''$ from pointing scans on planets and evolved stars) between different observing runs, we believe that differences in the peak positions of $^{12}\text{CO}(3-2)$ and $^{12}\text{CO}(6-5)$ in NGC 253 are partly due to pointing errors. But we can not exclude that a difference in peak positions remains after the pointing correction (see Fig. 3). Three peaks appear on the high resolution $^{12}\text{CO}(1-0)$ maps obtained with the

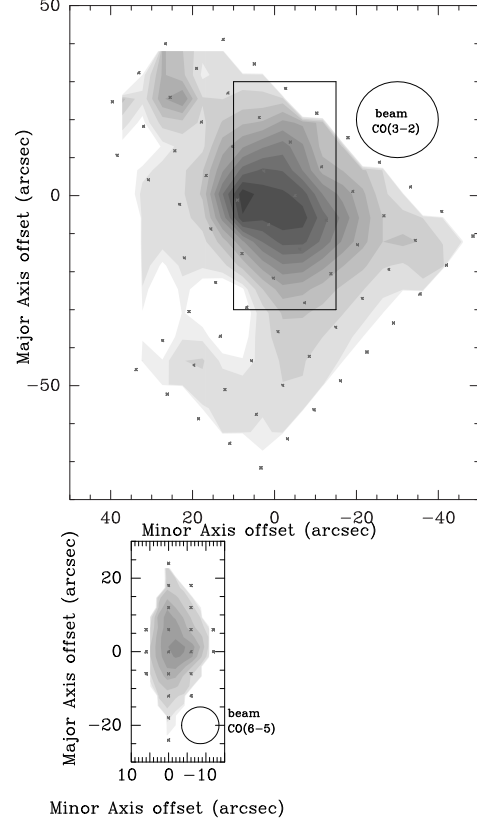


Fig. 3. Map of the velocity integrated intensity of $^{12}\text{CO}(3-2)$ (Top) and $^{12}\text{CO}(6-5)$ (Bottom) towards NGC 253 nucleus. The CO emission is integrated over the full velocity range -100 to 700 km s^{-1} and 60 to 400 km s^{-1} , respectively. For both maps, missing grid positions are interpolated and the crosses show the observed positions. The first and the second contours of the $^{12}\text{CO}(3-2)$ map are of 41.6 K km s^{-1} and 81.6 K km s^{-1} respectively; others contours range from $\int T_{\text{mb}} dv = 81.6$ to 816 K km s^{-1} in steps of 81.6 K km s^{-1} . For the $^{12}\text{CO}(6-5)$ map, contours are of 43 K km s^{-1} , 141 K km s^{-1} , 282 K km s^{-1} , 564 K km s^{-1} , 846 K km s^{-1} , 1128 K km s^{-1} and 1410 K km s^{-1} . The peak value of the $^{12}\text{CO}(3-2)$ map is $\int T_{\text{mb}} dv \approx 816 \text{ K km s}^{-1}$. The peak value of the $^{12}\text{CO}(6-5)$ map is $\int T_{\text{mb}} dv \approx 1400 \text{ K km s}^{-1}$. The maps are rotated by 51° to match the major axis position angle of the CO emission in NGC 253. The $^{12}\text{CO}(3-2)$ map has been shifted by $-5''$ in minor axis offset (see text in Sects. 3 and 4.1). The black box in the upper figure represents the size of the lower figure.

Nobeyama Interferometer (NRO), one near the center and two on each side at around $3''$ south-west and $8''$ north-east respectively (Paglione et al. 2004). The offset peak in the $^{12}\text{CO}(3-2)$ map may be associated with the north-east secondary peak. Tables 2 and 3 also report relevant data found in the literature. For some spectra, a Gaussian may not represent the true line profile but given the weakness of the signal, fitting anything more complicated is not warranted.

To be able to compare intensities of the different CO lines, we have also computed the line intensities (A and I) and fluxes (F) for a common beam size of $21.9''$, which is the

Table 2. Results for Henize 2-10.

Henize 2-10						
Transition	Freq. (GHz)	Beam size ($''$)	$\int(T_{\text{mb}} dv)$ (K km s $^{-1}$)	Intensity (W m $^{-2}$ sr $^{-1}$)	Flux (W m $^{-2}$)	References ^a
CI($^3\text{P}_1$ – $^3\text{P}_0$)	492.162	14.55	4.2 ± 0.8	5.1×10^{-10}	3.0×10^{-18}	4 and 5 ^b
		21.90	2.5 ± 0.5	3.0×10^{-10}	3.8×10^{-18}	4 and 5 ^b
$^{12}\text{CO}(1-0)$	115.271	40.00	10.0 ± 0.8	1.6×10^{-11}	6.7×10^{-19}	1
		21.90	27.3 ± 2.2	4.3×10^{-11}	5.5×10^{-19}	1
		55.00	4.9 ± 0.2	7.6×10^{-12}	6.1×10^{-19}	2
		21.90	23.9 ± 1.0	3.7×10^{-11}	4.8×10^{-19}	2*
$^{12}\text{CO}(2-1)$	230.538	21.00	17.3 ± 1.4	2.2×10^{-10}	2.5×10^{-18}	1*
		27.00	6.8 ± 0.8	8.5×10^{-11}	1.7×10^{-18}	2
		21.90	9.4 ± 1.1	1.2×10^{-10}	1.5×10^{-18}	2
$^{12}\text{CO}(3-2)$	345.796	21.90	11.5 ± 2.3	4.9×10^{-10}	6.2×10^{-18}	5*
		21.00	23.2 ± 2.1	9.8×10^{-10}	1.2×10^{-17}	1
		22.00	16.6 ± 0.6	7.0×10^{-10}	9.0×10^{-18}	3
$^{12}\text{CO}(4-3)$	461.041	14.55	18.6 ± 4.2	1.9×10^{-9}	1.1×10^{-17}	5
		21.90	10.9 ± 2.4	1.1×10^{-9}	1.4×10^{-17}	5*
$^{12}\text{CO}(6-5)$	691.473	10.60	15.7 ± 3.1	5.3×10^{-9}	1.6×10^{-17}	5
		21.90	6.8 ± 1.3	2.3×10^{-9}	2.9×10^{-17}	5*
$^{12}\text{CO}(7-6)$	806.652	8.95	15.2 ± 3.0	8.2×10^{-9}	1.7×10^{-17}	5
		21.90	5.8 ± 1.2	3.1×10^{-9}	4.0×10^{-17}	5*
$^{13}\text{CO}(1-0)$	110.201	40.00	<0.5	$<6.8 \times 10^{-13}$	$<2.9 \times 10^{-20}$	1
		21.90	<1.4	$<1.8 \times 10^{-12}$	$<2.4 \times 10^{-20}$	1
		57.00	0.3 ± 0.1	3.9×10^{-13}	3.4×10^{-20}	2
		21.90	1.6 ± 0.5	2.2×10^{-12}	2.8×10^{-20}	2*
$^{13}\text{CO}(2-1)$	220.399	21.00	0.9 ± 0.2	9.9×10^{-12}	1.2×10^{-19}	1*
$^{13}\text{CO}(3-2)$	330.588	14.00	2.3 ± 0.6	8.5×10^{-11}	4.4×10^{-19}	1
		21.90	1.3 ± 0.3	4.8×10^{-11}	6.1×10^{-19}	1*
		21.90	1.8 ± 0.5	6.7×10^{-11}	8.5×10^{-19}	5

^a References: 1: Baas et al. (1994); 2: Kobulnicky et al. (1995); 3: Meier et al. (2001); 4: Gerin & Phillips (2000); 5: this work; *: used for models.

^b We analysed again spectra from Gerin & Phillips (2000).

size of the $^{12}\text{CO}(3-2)$ beam at the CSO. They are listed in Tables 2 and 3 and identified with an asterisk in Col. 7 (named References). To do so, we have used the following assumptions:

- **Henize 2-10**: we modelled the source with an axisymmetric Gaussian distribution, with a full width half maximum (*FWHM*) of $13''$, as found by Meier et al. (2001).
- **NGC 253**: we made use of the $^{12}\text{CO}(6-5)$ map to determine the source size at 690 GHz and model the emission at higher frequencies. We modelled the nucleus as an elliptical source with Gaussian intensity profiles. The $^{12}\text{CO}(6-5)$ map can be well fitted with such a model, with half maximum width of $23''$ along the major axis and $11''$ along the minor axis, which is very similar to the size of the CS($J = 2-1$) emission in the nucleus (Peng et al. 1996).

The source appears to be resolved along the major axis but unresolved along the minor axis. We used the same source model for $^{12}\text{CO}(7-6)$ and CI($^3\text{P}_2$ – $^3\text{P}_1$), as it fits our restricted data set.

– *I* is derived using the formula:

$$I = \frac{2 \times k_b \times \nu^3}{c^3} \times A \quad (3)$$

$$I(\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}) = 1.02 \times 10^{-18} \times \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^3 \times \left(\frac{A}{\text{K km s}^{-1}}\right) \quad (4)$$

where c is the speed of light, ν is the line frequency in GHz and A is the line area in K km s $^{-1}$.

To derive the flux, F in W m $^{-2}$, we multiply I in W m $^{-2}$ sr $^{-1}$ by the beam solid angle $\Omega(B)$ in sr defined as:

$$\Omega(B) = 1.133 \times B^2 \times \frac{1}{206265^2} \text{ sr} \quad (5)$$

Table 3. Results for the nucleus of NGC 253.

NGC 253						
Transition	Freq (GHz)	Beam size ($''$)	$\int(T_{\text{mb}} dv)$ (K km s $^{-1}$)	Intensity (W m $^{-2}$ sr $^{-1}$)	Flux (W m $^{-2}$)	References ^a
CI($^3\text{P}_1-^3\text{P}_0$)	492.162	10.20	575.0 ± 115.0^b	7.0×10^{-8}	1.9×10^{-16}	5
		21.90	204.0 ± 41.0	2.5×10^{-8}	3.2×10^{-16}	5
		43.00	98.0 ± 19.6^b	1.2×10^{-8}	5.9×10^{-16}	5
		22.00	290.0 ± 45	3.5×10^{-8}	4.6×10^{-16}	10*
		23.00	320.0 ± 64.0^b	3.9×10^{-8}	5.5×10^{-16}	4
CI($^3\text{P}_2-^3\text{P}_1$)	809.902	8.95	188.5 ± 37.7	1.0×10^{-7}	2.2×10^{-16}	11
		21.9	58.1 ± 11.6	3.2×10^{-8}	4.0×10^{-16}	11*
$^{12}\text{CO}(1-0)$	115.271	43.00	343.0 ± 68.6^b	5.4×10^{-10}	2.6×10^{-17}	2
		23.00	920.0 ± 82.8	1.4×10^{-9}	2.0×10^{-17}	6*
$^{12}\text{CO}(2-1)$	230.538	23.00	1062.0 ± 116.8	1.3×10^{-8}	1.9×10^{-16}	7*
		21.00	926.0 ± 185.2^b	1.2×10^{-8}	1.4×10^{-16}	2
$^{12}\text{CO}(3-2)$	345.796	21.90	815.6 ± 163.1	3.5×10^{-8}	4.4×10^{-16}	11*
		23.00	998.0 ± 139.7	4.2×10^{-8}	5.9×10^{-16}	7
		23.00	1194.0 ± 238.8^b	5.0×10^{-8}	7.1×10^{-16}	2
		14.00	1200.0 ± 240.0^b	5.1×10^{-8}	2.6×10^{-16}	5
		21.90	618.9 ± 123.8	2.6×10^{-8}	3.3×10^{-16}	5
$^{12}\text{CO}(4-3)$	461.041	22.00	680.0 ± 60.0	2.9×10^{-8}	3.7×10^{-16}	8
		15.00	507.0 ± 101.4^b	5.1×10^{-8}	3.0×10^{-16}	3
		21.90	285.3 ± 57.1	2.9×10^{-8}	3.7×10^{-16}	3
		22.00	1019.0 ± 120	1.0×10^{-7}	1.3×10^{-15}	9*
		10.40	2160.0 ± 432.0^b	2.1×10^{-7}	6.2×10^{-16}	5
$^{12}\text{CO}(6-5)$	691.473	21.90	786.2 ± 157.2	7.9×10^{-7}	1.0×10^{-15}	5
		10.60	1394 ± 278.8	4.7×10^{-7}	1.4×10^{-15}	11
		21.90	518.3 ± 104.3	1.8×10^{-7}	2.2×10^{-15}	11*
$^{12}\text{CO}(7-6)$	806.652	8/30	861 ± 258.3	2.9×10^{-7}	5.0×10^{-15}	1
		8.95	810.2 ± 162.0	4.3×10^{-7}	9.3×10^{-16}	11
		21.90	249.9 ± 50.3	1.3×10^{-7}	1.7×10^{-15}	11*
		11.5/60	1370 ± 411	7.3×10^{-7}	2.6×10^{-15}	10
$^{13}\text{CO}(1-0)$	110.201	23.00	80 ± 8.0	1.1×10^{-10}	1.5×10^{-18}	7*
$^{13}\text{CO}(2-1)$	220.399	23.00	82 ± 9.8	9.0×10^{-10}	1.3×10^{-17}	7*
		21.00	104 ± 20.8^b	1.1×10^{-9}	1.3×10^{-17}	2
$^{13}\text{CO}(3-2)$	330.588	23.00	90 ± 12.6	3.3×10^{-9}	4.7×10^{-17}	7*
		23.00	210 ± 42.0^b	7.8×10^{-9}	1.1×10^{-16}	2

^a References: 1: Harris et al. (1991); 2: Wall et al. (1991); 3: Guesten et al. (1993); 4: Harrison et al. (1995); 5: Israel et al. (1995); 6: Mauersberger et al. (1996); 7: Harrison et al. (1999); 8: Dumke et al. (2001); 9: Israel & Baas (2002); 10: Bradford et al. (2003); 11: this work; *: used for models.

^b The error is not given in the referenced paper. It has been estimated to be 20%.

where B is the half power beam width (HPBW) in arcsec. The estimated error for our data in Tables 2 and 3 is about 20%.

4.2. C and CO cooling

Our observations are designed to provide essential information on the cooling and consequently on the thermal balance of the interstellar medium in Henize 2-10 and NGC 253. We shall also deduce which CO line(s) contribute the most to the total

observed CO cooling and estimate the total observed cooling of C and CO by summing intensities in W m $^{-2}$ sr $^{-1}$ of all transitions listed in Tables 2 and 3 with asterisks (both literature data and our dataset). We have computed the observed C and CO cooling in the galaxy nuclei for a beam size of 21.9'', this corresponds to linear scales of 640 pc and 270 pc for Henize 2-10 and NGC 253 respectively.

For Henize 2-10 and NGC 253 we measured a total observed CO cooling rate of 7.2×10^{-9} W m $^{-2}$ sr $^{-1}$ and 4.6×10^{-7} W m $^{-2}$ sr $^{-1}$ respectively. For NGC 253

the lines contributing the most to the observed CO cooling are $^{12}\text{CO}(6-5)$ (39.2% of the total intensity) followed by $^{12}\text{CO}(7-6)$ (28.3%). For Henize 2-10, it is $^{12}\text{CO}(7-6)$ (43.1%) followed by $^{12}\text{CO}(6-5)$ (31.9%).

The observed total cooling rates of neutral carbon C for Henize 2-10 and NGC 253 are respectively $3.0 \times 10^{-10} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ($\text{CI}^3\text{P}_1-^3\text{P}_0$) transition only) and $6.7 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ (for NGC 253, $\text{CI}^3\text{P}_2-^3\text{P}_1$) represents 52.2% of the total).

These results show that $^{12}\text{CO}(6-5)$ and $^{12}\text{CO}(7-6)$ are contributing the most to the total observed CO cooling, with very similar percentages for both galaxies. It is natural to wonder whether $^{12}\text{CO}(5-4)$ and $^{12}\text{CO}(8-7)$ are strong also. This will be investigated in Sects. 5.2 and 5.3.

In starburst nuclei, CO cooling is larger than C cooling by a factor of >10 , which explains why it is easier to detect CO than C in distant galaxies. Similar results have been obtained on J1148+5251 ($z = 6.42$) and on PSS2322+1944 ($z = 4.12$) (Bertoldi et al. 2003; Walter et al. 2003; Cox et al. 2002). Barvainis et al. (1997) detected $\text{CI}^3\text{P}_1-^3\text{P}_0$ ($3.6 \pm 0.4 \text{ Jy km s}^{-1}$) in the Cloverleaf quasar at redshift $z = 2.5$. In the same quasar, Weiß et al. (2003) detected $\text{CI}^3\text{P}_2-^3\text{P}_1$ ($5.2 \pm 0.3 \text{ Jy km s}^{-1}$) and $^{12}\text{CO}(3-2)$ ($13.2 \pm 0.2 \text{ Jy km s}^{-1}$). In distant objects, C cooling also seems to be weaker than CO cooling.

5. CO models

In this section, we use the measured CO line ratios and intensities (I and A) to determine the physical conditions of molecular gas, namely the kinetic temperature, the gas density, the CO column density and the FUV flux: χ . In the first section, we start with an LTE analysis. In Sect. 5.2, we use an LVG radiative transfer model and in Sect. 5.3, we discuss the use of a PDR model. In the last section, we discuss the similarities and differences between the two galaxies, the nucleus of the Milky Way and the distant QSO “the Cloverleaf”. The latter has been chosen as being representative of distant, actively star forming galaxies.

5.1. LTE analysis

In the local thermodynamical equilibrium (LTE) approximation, we assume that CO is thermalized, hence the relative populations of its energy levels are functions of the kinetic temperature (assumed uniform) only. We discuss two limiting cases, applied to ^{12}CO and ^{13}CO :

- the lines are optically thick (optical depth: $\tau \gg 1$); the line intensity ratio (e.g. $\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(2-1)}$) can be written:

$$R_{32/21}^{\text{thick}} = \frac{FF \times T^{12}\text{CO}(3-2)}{FF \times T^{12}\text{CO}(2-1)} = \frac{J_{v32}(T_k) - J_{v32}(T_{\text{bg}})}{J_{v21}(T_k) - J_{v21}(T_{\text{bg}})} \quad (6)$$

with $J_v(T_k)$ defined as in Eq. (2) in Sect. 1. In LTE, $R_{32/21}^{\text{thick}} \approx 1$ and $R_{76/65}^{\text{thick}} \approx 1$ for $T_k > 30 \text{ K}$, while $R_{65/32}^{\text{thick}} \approx 1$ and $R_{76/32}^{\text{thick}} \approx 1$ for $T_k > 100 \text{ K}$. Plots of the line intensity ratios (R^{thick}) as a function of the kinetic temperature T_k for the

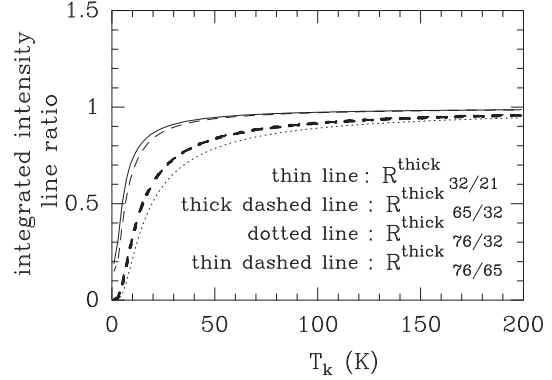


Fig. 4. Integrated intensity lines ratios, R^{thick} , (defined as in Eq. (6)), vs. kinetic temperature in K. We assume LTE, and optically thick lines (optical depth, $\tau \gg 1$).

optically thick case in the LTE approximation are given in Fig. 4. From this figure, we conclude that the line ratios combining high- J ($^{12}\text{CO}(6-5)$ or $^{12}\text{CO}(7-6)$) with low- J ($^{12}\text{CO}(3-2)$) lines are the most useful for constraining the kinetic temperature.

- One line is optically thick and the other is optically thin; this is likely when comparing line intensities for different isotopologues of CO in the same J transition (e.g. $^{12}\text{CO}(3-2)/^{13}\text{CO}(3-2)$). Assuming equal excitation temperatures for both species, optically thin ^{13}CO lines and optically thick ^{12}CO lines, we get:

$$R_{12/13} = \frac{FF \times T^{12}\text{CO}}{FF \times T^{13}\text{CO}} \approx \frac{A(^{12}\text{CO})}{A(^{13}\text{CO})} \approx \frac{1}{\tau(^{13}\text{CO})} \quad (7)$$

$$\approx \frac{X_{\text{galaxy}}}{\tau(^{12}\text{CO})} \quad (8)$$

where X_{galaxy} is the $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ abundance ratio. Previous work, using LVG models, found, for Henize 2-10, $X \approx 30$ (Baas et al. 1994) and for NGC 253, $X \approx 40$ (Henkel & Mauersberger 1993; Henkel et al. 1993; Israel & Baas 2002). From the literature data, summarized in Tables 2, and 3, we deduced $\tau(^{12}\text{CO}(1-0)) \approx 2.0$ and $\tau(^{12}\text{CO}(2-1)) \approx 1.6$ for Henize 2-10. For NGC 253, we obtained $\tau(^{12}\text{CO}(1-0)) \approx 3.5$ and $\tau(^{12}\text{CO}(2-1)) \approx 3.1$ (τ increase for larger X_{galaxy} : assuming $X_{\text{NGC 253}} \approx 50$ as in Bradford et al. (2003) $\tau(^{12}\text{CO}(1-0)) \approx 4.3$ and $\tau(^{12}\text{CO}(2-1)) \approx 3.9$).

Unfortunately, the opacity of the $^{12}\text{CO}(3-2)$ line for both galaxies is not accurately determined due to systematic differences between data sets (Baas et al. 1994; Harrison et al. 1999, and this work). For Henize 2-10, $\tau(^{12}\text{CO}(3-2))$ ranges between 1.7 and 3.4, and for NGC 253, it ranges between 3.0 and 5.8 for the abundance ratio given above ($X_{\text{NGC 253}} = 40$). We note that the largest error is for the ^{13}CO integrated intensity which is the most difficult line to observe: for NGC 253, $A(^{13}\text{CO}(3-2))$ varies between 90 K km s^{-1} (Harrison et al. 1999) and 210 K km s^{-1} (Wall et al. 1991) while $A(^{12}\text{CO}(3-2))$ varies between

619 K km s⁻¹ (Israel et al. 1995) and 1194 K km s⁻¹ (Wall et al. 1991) (at the same resolution).

Because the observed ratio is $R_{65/32}^{\text{thick}} \approx 0.6$ for both Henize 2-10 and NGC 253 (see Table 4), we conclude, from the LTE analysis, that the ¹²CO(3–2) line opacities are moderate ($1 < \tau < 10$) and the gas is warm ($T_k > 30$ K).

To go further and constrain the gas density, we now use LVG models.

5.2. LVG model

The detection of the high-excitation CO lines directly indicates the presence of large amounts of warm and dense gas in these galaxies. The CO excitation is modelled in terms of standard, one-component, spherical LVG radiative transfer model with uniform kinetic temperature and density (Goldreich & Kwan 1974; De Jong et al. 1975). Though the assumption of uniform physical conditions is crude, these models represent a useful step in predicting intensities of the submillimeter CO lines, since, in any case, we lack information concerning the gas distribution in the galaxy, particularly its small scale structure.

There are four main variables in LVG models: the CO column density divided by the line width: $N(^{12}\text{CO})/\Delta v$, the molecular hydrogen density: $n(\text{H}_2)$, the kinetic temperature: T_k and the $\frac{^{12}\text{CO}}{^{13}\text{CO}}$ abundance ratio: X_{galaxy} . The linewidth, Δv , is constrained by the fit of the ¹²CO(3–2) spectra (*FWHM*). We have used $\Delta v = 60$ km s⁻¹ for Henize 2-10 and $\Delta v = 190$ km s⁻¹ for NGC 253 (see Fig. 2). The $\frac{^{12}\text{CO}}{^{13}\text{CO}}$ abundance ratio varies between 30 and 40 for Henize 2-10 ($X_{\text{Henize 2-10}}$) and between 30 and 50 for NGC 253 ($X_{\text{NGC 253}}$).

To make quantitative estimates of the physical parameters of the molecular gas in nuclei, we have compiled information about line emission for all CO rotational transitions observed so far and scaled them to a common beam size of 21.9'' (see Tables 2 and 3 and Sect. 4.1).

Model solutions for the physical parameters, for both sources, are presented in Table 5. Because acceptable fits can be obtained over a large domain of parameter space, we have chosen to present two models which bracket the range of possible solutions for the kinetic temperature. The first one has a “low kinetic temperature” ($T_k < 80$ K), shown with crosses in Figs. 5 and 6 and the second one has a “high T_k ” ($T_k > 100$ K), shown with triangles in Figs. 5 and 6 (see Table 4). The gas density is not well constrained but must be at least 10^4 cm⁻³. The best fit ¹²CO/¹³CO value is 30 for Henize 2-10 and 40 for NGC 253, both compatible with previous analyses. We varied $N(^{12}\text{CO})$ from 1.0×10^{16} cm⁻² to 1.0×10^{20} cm⁻² for Henize 2-10 and 3.5×10^{17} cm⁻² to 3.5×10^{19} cm⁻² for NGC 253. CO column densities are mainly constrained by the ¹³CO data (see Tables 2 and 3). Acceptable fits are found: $N(^{12}\text{CO}) = 3.5 \pm 1 \times 10^{18}$ cm⁻² for Henize 2-10 and for $N(^{12}\text{CO}) = 1.5 \pm 0.5 \times 10^{19}$ cm⁻² for NGC 253. We determined the “best” fit using a least square fit method for the line area ratios listed in Table 4. As we wanted to derive the properties of warm gas, we have given more weight to line ratios which include high- J CO lines, e.g. $\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$, $\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$ and $\frac{^{12}\text{CO}(6-5)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$ (see Sect. 5.1).

Table 4. Observed and predicted (“low T_k ” and “high T_k ” LVG models) line area ratios for Henize 2-10 and NGC 253.

A (K km s ⁻¹)	NGC 253 observations	Henize 2-10 observations
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	$1.6 \pm 0.6^*$	$1.7 \pm 0.7^*$
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	$3.3 \pm 1.3^*$	$2.0 \pm 0.8^*$
$\frac{^{12}\text{CO}(6-5)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	$2.1 \pm 0.8^*$	$1.2 \pm 0.5^*$
$\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$	$11.5 \pm 2.2^*$	$14.9 \pm 5.8^*$
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{13}\text{CO}(2-1)}$	$13.0 \pm 3.0^*$	$19.2 \pm 5.8^*$
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$	$9.1 \pm 3.1^*$	$8.9 \pm 3.8^*$
	“Low T_k ” model $T_k = 70$ K	“Low T_k ” model $T_k = 50$ K
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	1.6	2.0
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	2.5	3.8
$\frac{^{12}\text{CO}(6-5)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	1.5	1.9
$\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$	25.5	19.1
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{13}\text{CO}(2-1)}$	13.4	9.9
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$	10.1	8.1
	“High T_k ” model $T_k = 150$ K	“High T_k ” model $T_k = 100$ K
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	1.4	1.6
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	1.8	2.5
$\frac{^{12}\text{CO}(6-5)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	1.3	1.5
$\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$	15.1	23.9
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{13}\text{CO}(2-1)}$	20.7	14.8
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$	14.8	9.9

* Ratio derived from observations marked with asterisks in Tables 2 and 3.

Predicted line integrated areas, A in K km s⁻¹ and line intensities I in W m⁻² sr⁻¹ for all CO transitions to $J = 15-14$, are also shown in Figs. 5 and 6. The predicted line area A is obtained by multiplying the antenna temperature, given by models, by the line width Δv and by the surface filling factor, FF . For each observed CO line, we estimated the surface filling factor (FF) of molecular clouds in the beam using the ratio $T_{\text{mb}}(\text{observations})/T_{\text{mb}}(\text{model})$. We made an average, weighted by the S/N, for the FF pertaining to each observed transition. For Henize 2-10 and NGC 253, we obtained filling factors of $FF = 8.8 \pm 3 \times 10^{-3}$ and $FF = 8.7 \pm 3 \times 10^{-2}$ respectively. The line intensities, I , are derived from the model A values through Eqs. (3) and (4). We give in Table 4, line intensity ratios of CO transitions derived from observations and from models.

The low- J CO transitions (¹²CO(1–0) and ¹²CO(2–1)) are not well fit by the adopted LVG models, because we have chosen to constrain the models with high- J transitions of CO as we are interested in the warm gas properties. In order to study the properties of the low excitation molecular gas, we could have

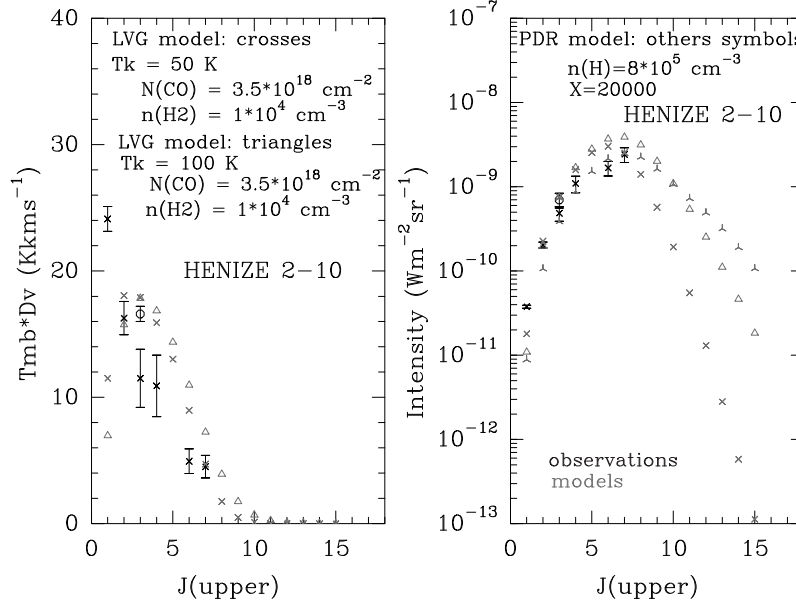


Fig. 5. LVG and PDR model calculations compared with observations for Henize 2-10. On the left side, we plot integrated intensities in K km s^{-1} vs. J_{upper} . On the right side, we plot I in $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ vs. J_{upper} . In both figures, grey crosses represent the “low temperature” LVG model while grey triangles represent the “high temperature” LVG model. The starred grey triangles represent results of the PDR model (see Sect. 5.3). Observations (with error bars) taken from literature and from our data set are shown in black. We have reported two observations for $^{12}\text{CO}(3-2)$ in Henize 2-10: the black cross is from our data and the black circle is from Meier et al. (2001). The last one seems to agree better with the model predictions. As Henize 2-10 is a point source, a small pointing error can explain this difference.

Table 5. Parameters of the “best” LVG models.

	Henize 2-10	NGC 253
$n(\text{H}_2)$ (cm^{-3})	$\geq 1 \times 10^4$	$\geq 1 \times 10^4$
$N(^{12}\text{CO})$ (cm^{-2})	$3.5 \pm 1 \times 10^{18}$	$1.5 \pm 0.5 \times 10^{19}$
$\frac{^{12}\text{C}}{^{13}\text{C}}$	30	40
Δv^* (km s^{-1})	60	187
T_k (K)	50–100	70–150
FF	$8.8 \pm 3 \times 10^{-3}$	$8.7 \pm 3 \times 10^{-2}$

* Deduced from Gaussian fits to the $^{12}\text{CO}(3-2)$ line profiles.

introduced another gas component in the models as in Harrison et al. (1999) or Bradford et al. (2003) for NGC 253. Here, the LVG models predict too low an intensity for the $^{12}\text{CO}(1-0)$ and $^{12}\text{CO}(2-1)$ lines in this source, supporting the need for a low excitation gas component. For NGC 253, we obtained a similar kinetic temperature T_k as in Bradford et al. (2003), but a lower density $n(\text{H}_2)$ and a higher CO column density $N(^{12}\text{CO})$. For NGC 253, Paglione et al. (2004) found good fits with LVG models with $N(^{12}\text{CO})/\Delta v$ between $4.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ km}^{-1} \text{ s}$ and $1.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ km}^{-1} \text{ s}$, in good agreement with our value ($N(^{12}\text{CO})/\Delta v = 8.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ km}^{-1} \text{ s}$). Recent measurements of rotational lines of H_2 (Rigopoulou et al. 2002) suggest that warm gas with $T_k \approx 150 \text{ K}$ is present in NGC 253 which is compatible with our models.

The LVG models have been used for predicting the CO line intensities for $^{12}\text{CO}(1-0)$ up to $^{12}\text{CO}(15-14)$. We have derived

the total CO cooling from these predictions. For Henize 2-10, we obtain with the “low T_k ” model ($T_k = 50 \text{ K}$), $1.3 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$, and with the “high T_k ” model ($T_k = 100 \text{ K}$), $2.0 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$. With the “low T_k ” model, the lines which contribute the most to the total CO cooling are $^{12}\text{CO}(6-5)$ (23.4%), followed by $^{12}\text{CO}(5-4)$ (19.7%) and $^{12}\text{CO}(7-6)$ (19.5%). With the “high T_k ” model, the lines which contribute the most to the total CO cooling are $^{12}\text{CO}(7-6)$ (19.1%) followed by $^{12}\text{CO}(6-5)$ (18.2%) and $^{12}\text{CO}(8-7)$ (15.4%).

For NGC 253, with the “low T_k ” model ($T_k = 70 \text{ K}$) we deduced a total CO cooling of $1.0 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ and the most important line is $^{12}\text{CO}(7-6)$ (21.1%) followed by $^{12}\text{CO}(6-5)$ (20.4%), $^{12}\text{CO}(8-7)$ (15.7%) and $^{12}\text{CO}(5-4)$ (15.2%). With the “high T_k ” model ($T_k = 150 \text{ K}$), we obtained a total predicted CO cooling of $1.5 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$, with the most intense lines being $^{12}\text{CO}(8-7)$ and $^{12}\text{CO}(7-6)$ (16.4% for each) followed by $^{12}\text{CO}(6-5)$ (13.6%) and $^{12}\text{CO}(9-8)$ (13.4%).

$^{12}\text{CO}(6-5)$ and $^{12}\text{CO}(7-6)$ therefore appear to contribute significantly to the CO cooling. Also, CO lines with $J_{\text{upper}} \geq 10$ are predicted to be weak and will not have significant antenna temperatures (see Figs. 5 and 6, plots on the left side). In addition to $^{12}\text{CO}(6-5)$ and $^{12}\text{CO}(7-6)$, data for $^{12}\text{CO}(8-7)$ and $^{12}\text{CO}(9-8)$ would be most useful in discriminating between models, and for a more accurate determination of the CO cooling. $^{13}\text{CO}(6-5)$ data would also be extremely

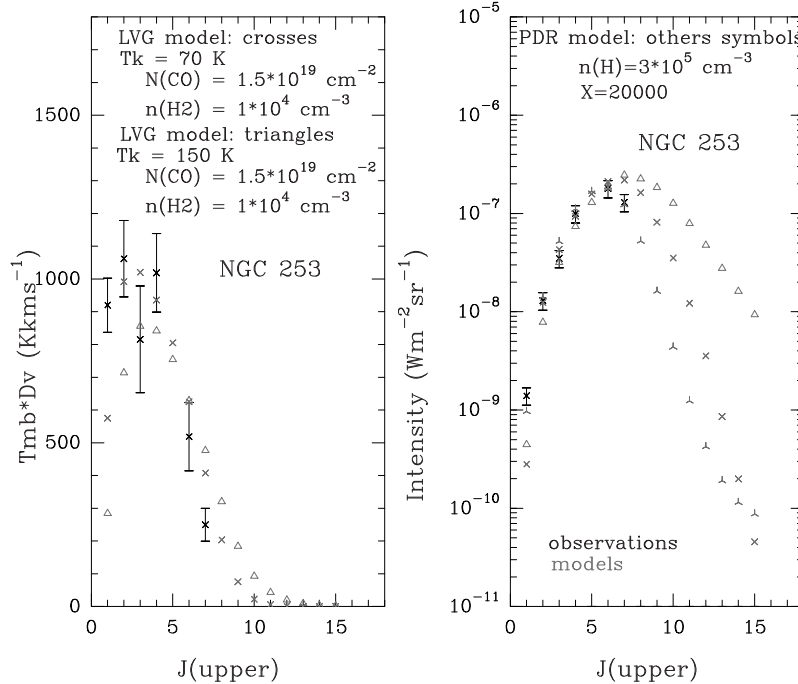


Fig. 6. LVG and PDR models calculations compared with observations for NGC 253. The observations are shown in black with error bars while model predictions are shown in grey. See caption of Fig. 5.

useful for constraining the models and for measuring the opacity of $^{12}\text{CO}(6-5)$ line.

5.3. PDR model

To progress further in the analysis of the physical conditions in the starburst nuclei, we made use of PDR models. Such models have been used here to understand the properties of the interstellar medium, since they take account of all the relevant physical and chemical processes for thermal balance. The PDR models accurately reproduce the steep kinetic temperature gradient near cloud edges, when illuminated by intense FUV radiation. Such models have been developed during the past two decades, for a variety of astrophysical sources, from giant molecular clouds illuminated by the interstellar radiation field to the conditions experienced by circumstellar disks, very close to hot massive stars (Tielens & Hollenbach 1985a,b; Van Dishoeck & Black 1986, 1988; Wolfire et al. 1990; Hollenbach et al. 1991; Abgrall et al. 1992; Le Bourlot et al. 1993; Köster et al. 1994; Sternberg & Dalgarno 1995; Draine & Bertoldi 1996; Stoerzer et al. 1996; Lhuman et al. 1997; Pak et al. 1998; Hollenbach & Tielens 1999; Kaufman et al. 1999).

We adopted here the PDR model developed by Le Bourlot et al. (1993) for Galactic sources (see also Le Petit et al. 2002). The source is modelled as a plane-parallel slab, illuminated on both sides by FUV radiation to better reproduce the starburst environment as massive stars and giant molecular clouds are spatially correlated. Model parameters include the gas density,

assumed uniform, the intensity of the illuminating FUV radiation, the gas phase elemental abundances, the grain properties, the gas to dust ratio, etc. Because the metallicities of both NGC 253 and Henize 2-10 (see Table 1) are close to solar, we used a model with Milky Way abundances ($12 + \log(\frac{O}{H}) = 8.90 \pm 0.04$ Boselli et al. 2002). We have adopted standard grain properties and gas to dust ratio appropriate for Galactic interstellar clouds. We have sampled a wide range of the parameter space, varying the gas density, $n(\text{H})$ and the incident FUV flux, $\chi \times G_0$, where G_0 is the local average interstellar radiation field (ISRF) determined by Draine (1978) ($G_0 = 2.7 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). The $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ ratios ($X_{\text{Henize 2-10}}$ and $X_{\text{NGC 253}}$) are the same as for the “best” LVG models (see Table 5). Models are constrained by the ratio of integrated intensities in $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ listed in Tables 2 and 3 ($E \text{ (erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}) = I \text{ (W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}) \times 10^3$).

Parameter pairs ($n(\text{H}); \chi$) which fit our dataset, are listed in Table 6. χ seems to be constrained by the $^{12}\text{CO}(J+1 \rightarrow J)/^{13}\text{CO}(J+1 \rightarrow J)$ (e.g. $^{12}\text{CO}(3-2)/^{13}\text{CO}(3-2)$) ratios while $n(\text{H})$ is more sensitive to the line ratios involving two ^{12}CO lines: $^{12}\text{CO}(J+1 \rightarrow J)/^{12}\text{CO}(J'+1 \rightarrow J')$ (e.g. $^{12}\text{CO}(3-2)/^{12}\text{CO}(6-5)$) ratio. The difference between observations and model outputs is estimated to be of the order of 20%. Emissivity ratios obtained from the observations and from the models are listed in Table 7.

Model predictions for the CO line emissivities are shown in Figs. 5 and 6 for Henize 2-10 and NGC 253 respectively. The model predictions have been scaled to match the observed line intensities. As stated above, PDR models have been

Table 6. Parameters of the “best” PDR models.

	Henize 2-10	NGC 253
$n(\text{H})$ (cm^{-3})	$8.0 \pm 1 \times 10^5$	$3.0 \pm 0.5 \times 10^5$
χ (on each side)	20 000	20 000 ^a
v^b (km s^{-1})	60	187
FF	$1.5 \pm 0.5 \times 10^{-3}$	$9.7 \pm 4 \times 10^{-2}$

^a Carral et al. (1994) found for NGC 253 a FUV flux of $2 \times 10^4 G_0$ in units of Habing (1968) corresponding to $1.2 \times 10^4 G_0$ in units of Draine (1978); compatible with our value.

^b Deduced from Gaussian fits to line profiles.

developed for local interstellar clouds. The velocity dispersion of the modelled cloud is a parameter in those models, which is used for computing the photo-dissociation rates of H_2 and CO, and the line emissivities. This parameter is set to 1 km s^{-1} , a typical figure for local molecular clouds (see Wolfire et al. 1990). Using a PDR model for fitting the galaxy observations is complicated by the fact that, in a galaxy, many PDRs contribute to the signal detected in each beam, resulting in a broad line (tens to hundred of km s^{-1}), compared to a single PDR line (1 km s^{-1}). To correct for this effect, the model line emissivities have been multiplied by the line width ratio, $\frac{\Delta v(\text{galaxy})}{\Delta v(\text{PDR})}$, where $\Delta v(\text{galaxy}) \approx 190 \text{ km s}^{-1}$ and 60 km s^{-1} for NGC 253 and Henize 2-10 respectively, and $\Delta v(\text{PDR}) = 1 \text{ km s}^{-1}$. Once this correction is performed, PDR model results are compared with observed data in the same way as the LVG models (see paragraph 5 in Sect. 5.2), and the surface filling factor of the emission in the beam, PDR_FF, is computed. The PDR_FF is 9.4×10^{-2} for NGC 253 and 1.5×10^{-3} for Henize 2-10. For NGC 253, the surface filling factors derived from the PDR and the LVG models are very similar. For Henize 2-10, the filling factor is significantly smaller for the PDR model than for the LVG model. In Henize 2-10, LVG models, as with PDR models, do not reproduce observations very well due to the lack of high- J CO lines (i.e., $^{12}\text{CO}(8-7)$ and up) which would constrain the location of the maximum of the CO cooling curve. However, compared to LVG models, PDR models tend to fit the series of CO lines better, particularly for NGC 253. So, we prefer the PDR values of the FF to those from the LVG.

We have computed the total CO cooling from PDR models summing the contribution from all CO lines from $^{12}\text{CO}(1-0)$ up to $^{12}\text{CO}(15-14)$. In the observations, we miss $^{12}\text{CO}(5-4)$ and all CO lines from $^{12}\text{CO}(8-7)$ and up. For Henize 2-10, we obtained $1.5 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ (similar to the CO cooling from the “low T_k ” LVG model ($T_k = 50 \text{ K}$)). The lines which contribute the most to the total CO cooling are $^{12}\text{CO}(7-6)$ (17.4%) followed by $^{12}\text{CO}(8-7)$ (15.7%) and $^{12}\text{CO}(6-5)$ (15.0%) (with the “low T_k ” LVG model, the lines which contribute the most are also CO lines with $J_{\text{upper}} \geq 5$). For NGC 253, we deduced a total CO cooling of $7.2 \times 10^{-7} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, (close to, but lower than the CO cooling from the “low T_k ” LVG model ($T_k = 70 \text{ K}$)). The most important line is $^{12}\text{CO}(6-5)$ (24.9%) followed by $^{12}\text{CO}(5-4)$ (23.2%) and $^{12}\text{CO}(7-6)$ (17.0%).

Table 7. Observed and modeled line emissivity ratios for Henize 2-10 and NGC 253 using PDR models.

E ($\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$)	NGC 253 observations	Henize 2-10 observations
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	$0.19 \pm 0.076^*$	$0.22 \pm 0.083^*$
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	$0.27 \pm 0.11^*$	$0.16 \pm 0.064^*$
$\frac{^{12}\text{CO}(6-5)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	$1.38 \pm 0.56^*$	$0.74 \pm 0.29^*$
$\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$	$12.73 \pm 2.5^*$	$16.82 \pm 6.2^*$
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{13}\text{CO}(2-1)}$	$14.44 \pm 3.4^*$	$22.22 \pm 6.1^*$
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$	$10.61 \pm 3.6^*$	$10.21 \pm 4.7^*$
	Model	Model
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(6-5)}$	0.26	0.18
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	0.34	0.15
$\frac{^{12}\text{CO}(6-5)}{^{12}\text{CO}(7-6)}$	1.32	0.86
$\frac{^{12}\text{CO}(1-0)}{^{13}\text{CO}(1-0)}$	15.42	15.07
$\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{13}\text{CO}(2-1)}$	9.72	8.02
$\frac{^{12}\text{CO}(3-2)}{^{13}\text{CO}(3-2)}$	7.92	6.27

* Ratio derived from observations marked with asterisks in Tables 2 and 3.

For NGC 253, the cooling derived from the PDR model is $\approx 40\%$ higher than the observed CO cooling, while for Henize 2-10, the cooling from PDR models is a factor of 2 larger than the measured value. This can be explained by the fact that, for Henize 2-10, PDR models do not fit observations as well as for NGC 253. Actually, $^{12}\text{CO}(8-7)$ or $^{12}\text{CO}(9-8)$, and $^{13}\text{CO}(6-5)$ or $^{13}\text{CO}(7-6)$, would be very useful in order to determine the position of the peak of the CO cooling curve, and the opacity of the $^{12}\text{CO}(6-5)$ or $^{12}\text{CO}(7-6)$ lines. Finally, the strong dependence of the PDR model fit with the density $n(\text{H})$, as can be seen by comparing Figs. 5 and 6, might also explain the difference between the two galaxies. We discuss this point in the next section.

5.4. Discussion

From the models described above, we conclude that the molecular gas in the starburst regions of Henize 2-10 and NGC 253 experience similar physical conditions: both the line ratios and derived properties are similar. Nevertheless, we can see in Figs. 5 and 6, a density difference between the two galaxies. In fact, it is difficult to fit a PDR model for Henize 2-10 since we do not have a CO detection for J higher than $J = 7-6$. The reason is the large intensity of the $^{12}\text{CO}(7-6)$ line relative to $^{12}\text{CO}(6-5)$. When the turn over in the CO cooling curve is not well constrained, fitting one PDR model is not easy and the solution can be understood as a “lower limit”.

Moreover lower transitions of carbon monoxide like $^{12}\text{CO}(1-0)$ and $^{12}\text{CO}(2-1)$ were not really essential here since

models were dedicated to the study of warm gas. So, the detection of high- J transitions was crucial for describing the starburst nuclei.

Another point is the influence of the $FWHM$ line width. It is obvious for NGC 253 that the $FWHM$ of the $^{12}\text{CO}(3-2)$ line ($\approx 190 \text{ km s}^{-1}$) is larger than that of the $^{12}\text{CO}(7-6)$ line ($\approx 95 \text{ km s}^{-1}$), the main reason being the better spatial resolution of the $^{12}\text{CO}(7-6)$ data. Because NGC 253 has a steep velocity gradient along its major axis, the convolution to lower spatial resolution, using the adopted source model, is expected to produce broader lines profiles. We tried to take into account this phenomenon in our study by using LVG models with ratios in line integrated area in K km s^{-1} instead of using ratios in main beam temperature in K. We also studied LVG models with a smaller Δv but this implies a lower $N(\text{CO})$ since the meaningful variable in LVG models is the CO column density divided by the line width: $N(^{12}\text{CO})/\Delta v$. So different parameter pairs ($N(^{12}\text{CO})$, Δv) may reproduce the observations equally well.

PDR models predict the emissivity of the $\text{CI}(^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ and the $\text{CI}(^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$, fine structure transitions of atomic carbon at 492 GHz and 809 GHz respectively (see Table 8). For Henize 2-10, the predicted $\text{CI}(^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ line emissivity is brighter than the observed value by a factor of 2. For NGC 253, the predicted transitions are brighter than those observed by a factor of 3 for $\text{CI}(^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$ and a factor of 12 for the $\text{CI}(^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$. We concluded that PDR models fitted to the CO line emission do not reproduce the atomic carbon data very well. Perhaps, to better constrain models with observed atomic carbon transitions, we should reduce the density. The fine-structure lines of atomic carbon seem to share the same behaviour as the low- J CO transitions. This tendency is found in Galactic clouds also.

We compared observations of CO and [CI] in the center of the Milky Way (Fixsen et al. 1999), and in the Cloverleaf QSO (Barvainis et al. 1997; Tsuboi et al. 1999; Weiß et al. 2003) with our observations. These two objects are well known and we can compare them with NGC 253 and Henize 2-10, to determine the differences or the similarities in the physical properties of their warm gas. We chose to plot CO lines fluxes (F in W m^{-2}) versus J_{upper} , instead of CO lines intensities (I in $\text{W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$) versus J_{upper} as in Figs. 5 and 6, because the Milky Way data found in Fixsen et al. (1999) were only available in these units. The Cloverleaf QSO data (in Jy km s^{-1} in Barvainis et al. 1997; Tsuboi et al. 1999; Weiß et al. 2003) have been converted to the same units using the Jy per K factors and the main beam efficiencies of telescopes (see references above). Line fluxes (F in W m^{-2}) are listed in Table 9 and the flux ratios in Table 10.

CO line fluxes (F in W m^{-2}) for the Cloverleaf QSO, the nucleus of the Milky Way, NGC 253 and Henize 2-10 are shown in Fig. 7. To compare the CO cooling curves more easily, the line fluxes have been scaled. The scaling factors are listed in the figure caption. In Fig. 7, PDR model predictions have been used for the CO lines which are lacking observations: $^{12}\text{CO}(5-4)$ and $^{12}\text{CO}(8-7)$ for NGC 253 and for Henize 2-10 (see Table 9). Note that the PDR model used for Henize 2-10 PDR does not reproduce observations as well as the PDR model used for NGC 253 (see Figs. 5 and 6).

Table 8. Results of PDR models for [CI] in Henize 2-10 and NGC 253. We reported also observations from Tables 2 and 3. The PDR model predictions have been multiplied by the line width ratio, $\frac{\Delta v(\text{galaxy})}{\Delta v(\text{PDR})}$, and by the surface filling factor, PDR_FF, (see Table 6).

E ($\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$)	NGC 253 observations	Henize 2-10 observations
$\text{CI}(^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$	3.5×10^{-5}	3.0×10^{-7}
$\text{CI}(^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$	3.2×10^{-5}	Not observed
	PDR model	PDR model
$\text{CI}(^3\text{P}_1-^3\text{P}_0)$	1.1×10^{-4}	5.1×10^{-7}
$\text{CI}(^3\text{P}_2-^3\text{P}_1)$	3.9×10^{-4}	1.9×10^{-6}

We compare the CO cooling curve for the center of the Milky Way, the Cloverleaf QSO, Henize 2-10 and NGC 253. The turnover positions for Henize 2-10, NGC 253 and the Cloverleaf QSO are close to each other, near $^{12}\text{CO}(6-5)$ or above, while the turnover of the CO cooling curve of the nucleus of the Milky Way is near $^{12}\text{CO}(4-3)$. We may ask if this observed difference between the Milky Way and the three other sources is consistent with a difference in linear resolution, or if it is due to differences in inherent physical conditions between the four environments. The linear resolution for NGC 253 corresponding to the adopted beam size of $21.9''$ is 265 pc. For Henize 2-10, with a distance of 6 Mpc and the same beam size, we obtained a linear resolution of 637 pc. For the Cloverleaf QSO, we computed the angular distance from H_0 and q_0 in Weiß et al. (2003), we obtained $D_A = 1056.4 \text{ Mpc}$ and a linear resolution of 13 kpc. For the nucleus of the Milky Way, the $7''$ COBE-FIRAS beam gives a linear resolution of 1035 pc in the Galactic Center (distance of 8.5 kpc). We conclude that despite the wide range of linear resolutions, the turnover of the CO cooling curve is found at roughly the same J value, above $^{12}\text{CO}(6-5)$ for Henize 2-10, NGC 253 and the Cloverleaf QSO. However, at the same linear scale as Henize 2-10, the gas in the Milky Way nucleus shows less excitation. Thus, it seems likely that differences in the shapes of the CO cooling curves are due to differences in the ISM properties in the target galaxies. The fact that the Cloverleaf QSO, NGC 253 and Henize 2-10 have the same ratios is related to the similarity of the physical properties of warm gas for these three sources, which translates into similar CO line ratios (see Table 10).

6. Conclusions

We observed Henize 2-10 in the rotational lines of carbon monoxide $^{12}\text{CO}(J=3-2)$, ($J=4-3$), ($J=6-5$) and ($J=7-6$) and NGC 253 in the $^3\text{P}_2-^3\text{P}_1$ fine structure transitions of atomic carbon [CI] at 809 GHz and in the rotational lines of carbon monoxide $^{12}\text{CO}(3-2)$, ($J=6-5$) and ($J=7-6$). We show that C cooling is less than CO cooling for both galaxy nuclei by a factor > 10 . Among observed lines, those which contribute most to the CO cooling are $^{12}\text{CO}(6-5)$ and $^{12}\text{CO}(7-6)$.

Such high- J transitions are needed to constrain the physical conditions in starburst nuclei. We used both LVG and PDR models for each galaxy: the molecular gas in the

Table 9. Observations of the Milky Way nucleus (from Fixsen et al. 1999), NGC 253 (from this paper), Henize 2-10 (from this paper) and the Cloverleaf QSO (from Barvainis et al. 1997; Tsuboi et al. 1999; Weiß et al. 2003).

F (W m ⁻²)	Milky Way	NGC 253	Henize 2-10	Cloverleaf
Cl(³ P ₁ – ³ P ₀)	1.9×10^{-11}	4.6×10^{-16}	3.8×10^{-18}	1.7×10^{-23}
Cl(³ P ₂ – ³ P ₁)	1.9×10^{-11}	4.0×10^{-16}	Not observed	3.9×10^{-23}
¹² CO(1–0)	2.7×10^{-12}	2.0×10^{-17}	4.8×10^{-19}	$\leq 1.5 \times 10^{-24}$
¹² CO(2–1)	1.1×10^{-11}	1.9×10^{-16}	2.5×10^{-18}	
¹² CO(3–2)	2.0×10^{-11}	4.4×10^{-16}	9.0×10^{-18a}	4.3×10^{-23}
¹² CO(4–3)	3.0×10^{-11}	1.3×10^{-15}	1.4×10^{-17}	9.1×10^{-23}
¹² CO(5–4)	2.8×10^{-11}	2.2×10^{-15b}	3.3×10^{-17b}	1.3×10^{-22}
¹² CO(6–5)	2.0×10^{-11}	2.2×10^{-15}	2.9×10^{-17}	
¹² CO(7–6)	1.7×10^{-11}	1.7×10^{-15}	4.0×10^{-17}	3.6×10^{-22}
¹² CO(8–7)	1.9×10^{-11}	6.7×10^{-16b}	4.9×10^{-17b}	

^a We chose to use ¹²CO(3–2) observations from Meier et al. (2001) because they seem to agree with LVG and PDR models (see Fig. 5) better than our observations.

^b These values are computed from PDR models.

Table 10. Flux ratios for the center of the Milky Way, NGC 253, Henize 2-10 and the Cloverleaf QSO.

F (W m ⁻²)	Milky Way	NGC 253	Henize 2-10	Cloverleaf
$\frac{\text{Cl}(\text{^3P}_1-\text{^3P}_0)}{\text{Cl}(\text{^3P}_2-\text{^3P}_1)}$	1.00	1.15	Not observed	0.42
$\frac{\text{^12CO}(3-2)}{\text{^12CO}(1-0)}$	7.37	22	18.75	≥ 28.6
$\frac{\text{^12CO}(3-2)}{\text{^12CO}(2-1)}$	1.84	2.32	3.6	–
$\frac{\text{^12CO}(3-2)}{\text{^12CO}(4-3)}$	0.67	0.34	0.64	0.47
$\frac{\text{^12CO}(3-2)}{\text{^12CO}(5-4)}$	0.72	0.21*	0.27*	0.33
$\frac{\text{^12CO}(3-2)}{\text{^12CO}(6-5)}$	1.03	0.20	0.31	–
$\frac{\text{^12CO}(3-2)}{\text{^12CO}(7-6)}$	1.18	0.26	0.23	0.12
$\frac{\text{^12CO}(3-2)}{\text{^12CO}(8-7)}$	1.09	0.66*	0.18*	–

* These values are computed from PDR models.

Henize 2-10 nucleus is well described with a LVG model defined by $\Delta V = 60 \text{ km s}^{-1}$, $T_k \approx 50\text{--}100 \text{ K}$, $\frac{\text{^12CO}}{\text{H}_2} \approx 30$, $n(\text{H}_2) \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and $N(\text{^12CO}) = 3.5 \pm 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$. For the NGC 253 nucleus, we derived the following parameters: $\Delta V = 190 \text{ km s}^{-1}$, $T_k \approx 70\text{--}150 \text{ K}$, $\frac{\text{^12CO}}{\text{H}_2} \approx 40$, $n(\text{H}_2) \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and $N(\text{^12CO}) = 1.5 \pm 0.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. PDR models provide equally good fits to the data. PDR models were used to give us more information about the physical parameters in these media. We succeeded in reproducing the observations with an accuracy of about 20% using a PDR model defined for Henize 2-10 by $n(\text{H}) = 8.0 \pm 1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ and $\chi = 20\,000$ (we modelled the source as a plane-parallel slab, illuminated on both sides by FUV radiation). For NGC 253, we derived the following model: $n(\text{H}) = 3.0 \pm 0.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ and $\chi = 20\,000$.

Thanks to those models, we predict that, for distant galaxies, to obtain properties of cold and warm gas, the most interesting CO lines to be observed are ¹²CO(1–0), (2–1), (3–2), (4–3), (5–4), (6–5), (7–6) and ¹²CO(8–7). ¹²CO(9–8) and higher- J CO lines will be weaker and more difficult to detect in distant galaxies. The reasons are twofold. First the most intense lines are ¹²CO(6–5) and ¹²CO(7–6), second, though ¹²CO(9–8) can have a significant contribution to the cooling, its antenna temperature is significantly lower than for other CO lines (e.g. ¹²CO(4–3) or ¹²CO(6–5)). Also, the typical T_k and $n(\text{H}_2)$ values only allow significant excitation over a large fraction of the galaxy for $J_{\text{up}} \leq 10$ transitions. For higher- J transitions the values of T_k and $n(\text{H}_2)$ high enough to excite $J_{\text{up}} \geq 10$ will be confined to a volume too small to produce a detectable signal.

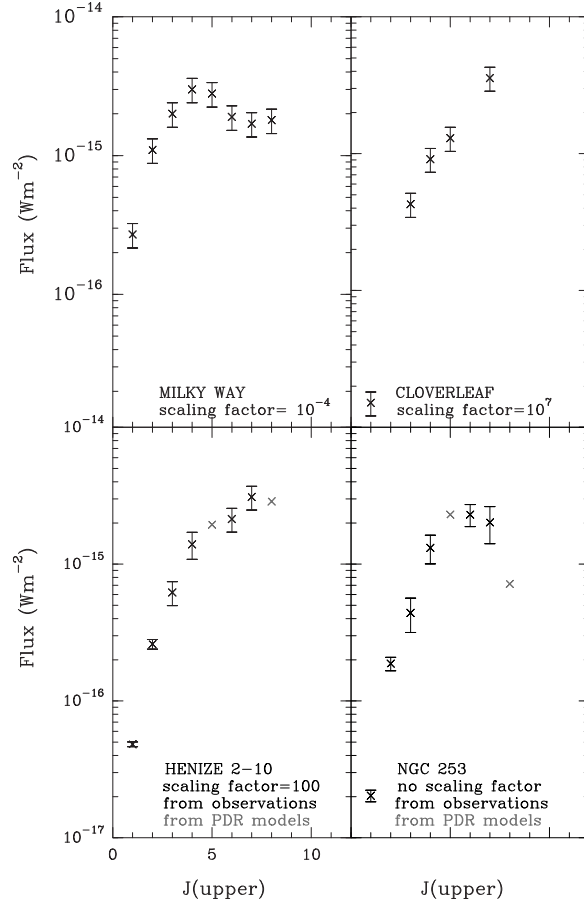


Fig. 7. Flux (W m^{-2}) vs. J_{upper} for the nucleus of the Milky Way (*top left*), NGC 253 (*top right*), Henize 2-10 (*bottom left*) and the Cloverleaf QSO (*bottom right*). PDR models have been used to obtained fluxes (plotted in grey) of $^{12}\text{CO}(5-4)$ and $^{12}\text{CO}(8-7)$ in Henize 2-10 and in NGC 253. Observations are shown in black. To facilitate the comparison, we applied scaling factors of 1×10^7 for the Cloverleaf QSO data, 1×10^{-4} for the nucleus of the Milky Way, and 100 for Henize 2-10. Data for NGC 253 are shown with no scaling factor. For the Cloverleaf QSO, the $^{12}\text{CO}(1-0)$ line flux is an upper limit (see Tsuboi et al. 1999).

Data on the $^{12}\text{CO}(8-7)$ and on the $^{13}\text{CO}(6-5)$ lines would be extremely useful in further studies; $^{12}\text{CO}(8-7)$ will help to localize the maximum of the CO cooling curve, while $^{13}\text{CO}(6-5)$ will help constrain the warm gas column density. Even now, it is still difficult to detect these lines from the ground; with APEX receivers which may cover atmospheric windows up to a frequency of 1.4 THz², these lines could become available. ALMA will give access to better spatial resolution, for resolving individual molecular clouds. And with HIFI and PACS on board the Herschel satellite, lines with frequencies up to 5 THz will become accessible.

We compared properties of warm gas derived from our models with the properties of the nucleus of the Milky Way and of the Cloverleaf QSO. We concluded that the ISM in NGC 253, Henize 2-10 and in the Cloverleaf QSO are similar, leading to similar CO excitation, while the nucleus of the Milky Way exhibits lower excitation CO lines.

Acknowledgements. This work has benefitted from financial support from CNRS-PCMI and CNRS-INSU travel grants. We thank J. Cernicharo for letting us use his CO LVG model and J. Le Bourlot et P. Hily-Blant for introducing us to his PDR model. The CSO is funded by the NSF under contract # AST 9980846. We thanks the referee for the useful comments.

References

- Abgrall, H., Le Bourlot, J., Pineau Des Forets, G., et al. 1992, *A&A*, 253, 525
- Allen, D. A., Wright, A. E., & Goss, W. M. 1976, *MNRAS*, 177, 91
- Antonucci, R. R. J., & Ulvestad, J. S. 1988, *ApJ*, 330, L97
- Arimoto, N., Sofue, Y., & Tsujimoto, T. 1996, *PASJ*, 48, 275
- Baas, F., Israel, F. P., & Koornneef, J. 1994, *A&A*, 284, 403
- Barvainis, R., Maloney, P., Antonucci, R., & Alloin, D. 1997, *ApJ*, 484, 695
- Bennett, C. L., Fixsen, D. J., Hinshaw, G., et al. 1994, *ApJ*, 434, 587
- Bertoldi, F., Cox, P., Neri, R., et al. 2003, *A&A*, 409, L47
- Blecha, A. 1986, *A&A*, 154, 321
- Boselli, A., Lequeux, J., & Gavazzi, G. 2002, *A&A*, 384, 33
- Bradford, C. M., Nikola, T., Stacey, G. J., et al. 2003, *ApJ*, 586, 891
- Carlstrom, J. E., Jackson, J. M., Ho, P. T. P., & Turner, J. L. 1990, NASA, Ames Research Center, The Interstellar Medium in External Galaxies: Summaries of Contributed Papers (SEE N91-14100 05-90), 337
- Carral, P., Hollenbach, D. J., Lord, S. D., et al. 1994, *ApJ*, 423, 223
- Cox, P., Omont, A., Djorgovski, S. G., et al. 2002, *A&A*, 387, 406
- Davidge, T. J., & Pritchett, C. J. 1990, *AJ*, 100, 102
- De Jong, T., Dalgarno, A., & Chu, S.-I. 1975, *ApJ*, 199, 69
- D'Odorico, S., Rosa, M., & Wampler, E. J. 1983, *A&AS*, 53, 97
- Draine, B. T. 1978, *ApJS*, 36, 595
- Draine, B. T., & Bertoldi, F. 1996, *ApJ*, 468, 269
- Fixsen, D. J., Bennett, C. L., & Mather, J. C. 1999, *ApJ*, 526, 207
- Frerking, M. A., Langer, W. D., & Wilson, R. W. 1982, *ApJ*, 262, 590
- Gerin, M., & Phillips, T. G. 1998, *ApJ*, 509, L17
- Gerin, M., & Phillips, T. G. 2000, *ApJ*, 537, 644
- Goldreich, P., & Kwan, J. 1974, *ApJ*, 189, 441
- Goldsmith, P. F. 2001, *ApJ*, 557, 736
- Goldsmith, P. F., & Langer, W. D. 1978, *ApJ*, 222, 881
- Guesten, R., Serabyn, E., Kasemann, C., et al. 1993, *ApJ*, 402, 537
- Habing, H. J. 1968, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 19, 421
- Harris, A. I., Stutzki, J., Graf, U. U., et al. 1991, *ApJ*, 382, L75
- Harrison, A., Puxley, P., Russell, A., & Brand, P. 1995, *MNRAS*, 277, 413
- Harrison, A., Henkel, C., & Russell, A. 1999, *MNRAS*, 303, 157
- Henkel, C., & Mauersberger, R. 1993, *A&A*, 274, 730
- Henkel, C., Mauersberger, R., Wiklind, T., et al. 1993, *A&A*, 268, L17
- Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1999, *Rev. Mod. Phys.*, 71, 173
- Hollenbach, D. J., Takahashi, T., & Tielens, A. G. G. M. 1991, *ApJ*, 377, 192
- Imanishi, M., & Dudley, C. C. 2000, *ApJ*, 545, 701
- Israel, F. P., & Baas, F. 2001, *A&A*, 371, 433
- Israel, F. P., & Baas, F. 2002, *A&A*, 383, 82

² <http://www.mpi-fr-bonn.mpg.de/div/mm/apex.html>

- Israel, F. P., & Baas, F. 2003, *A&A*, 404, 495
- Israel, F. P., White, G. J., & Baas, F. 1995, *A&A*, 302, 343
- Johansson, I. 1987, *A&A*, 182, 179
- Kaufman, M. J., Wolfire, M. G., Hollenbach, D. J., & Luhman, M. L. 1999, *ApJ*, 527, 795
- Kawara, K., Nishida, M., Taniguchi, Y., & Jugaku, J. 1987, *PASP*, 99, 512
- Keto, E., Hora, J. L., Fazio, G. G., Hoffmann, W., & Deutsch, L. 1999, *ApJ*, 518, 183
- Kobulnicky, H. A., Dickey, J. M., Sargent, A. I., Hogg, D. E., & Conti, P. S. 1995, *AJ*, 110, 116
- Kobulnicky, H. A., Kennicutt, R. C., & Pizagno, J. L. 1999, *ApJ*, 514, 544
- Koester, B., Stoerzer, H., Stutzki, J., & Sternberg, A. 1994, *A&A*, 284, 545
- Kutner, M. L., & Ulich, B. L. 1981, *ApJ*, 250, 341
- Lagache, G., Dole, H., & Puget, J.-L. 2003, *MNRAS*, 338, 555
- Le Bourlot, J., Pineau des Forets, G., Roueff, E., & Schilke, P. 1993, *ApJ*, 416, L87
- Le Petit, F., Roueff, E., & Le Bourlot, J. 2002, *A&A*, 390, 369
- Luhman, M. L., Jaffe, D. T., Sternberg, A., Herrmann, F., & Poglitsch, A. 1997, *ApJ*, 482, 298
- Mauersberger, R., Henkel, C., Wielebinski, R., Wiklind, T., & Reuter, H.-P. 1996, *A&A*, 305, 421
- Meier, D. S., Turner, J. L., Crosthwaite, L. P., & Beck, S. C. 2001, *AJ*, 121, 740
- Mirabel, I. F., Vigroux, L., Charmandaris, V., et al. 1998, *A&A*, 333, L1
- Paglionie, T. A. D., Yam, O., Tosaki, T., & Jackson, J. M. 2004, *ApJ*, 611, 835
- Pak, S., Jaffe, D. T., van Dishoeck, E. F., Johansson, L. E. B., & Booth, R. S. 1998, *ApJ*, 498, 735
- Pence, W. D. 1980, *ApJ*, 239, 54
- Peng, R., Zhou, S., Whiteoak, J. B., Lo, K. Y., & Sutton, E. C. 1996, *ApJ*, 470, 821
- Rieke, G. H., Lebofsky, M. J., & Walker, C. E. 1988, *ApJ*, 325, 679
- Rigopoulou, D., Kunze, D., Lutz, D., Genzel, R., & Moorwood, A. F. M. 2002, *A&A*, 389, 374
- Sanders, D. B., & Mirabel, I. F. 1996, *ARA&A*, 34, 749
- Sorai, K., Nakai, N., Kuno, N., Nishiyama, K., & Hasegawa, T. 2000, *PASJ*, 52, 785
- Sternberg, A., & Dalgarno, A. 1995, *ApJS*, 99, 565
- Stoerzer, H., Stutzki, J., & Sternberg, A. 1996, *A&A*, 310, 592
- Strickland, D. K., Heckman, T. M., Colbert, E. J. M., Hoopes, C. G., & Weaver, K. A. 2004, *ApJS*, 151, 193
- Stutzki, J., & Guesten, R. 1990, *ApJ*, 356, 513
- Telesco, C. M., & Harper, D. A. 1980, *ApJ*, 235, 392
- Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. 1985a, *ApJ*, 291, 747
- Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. 1985b, *ApJ*, 291, 722
- Tsuboi, M., Miyazaki, A., Imaizumi, S., & Nakai, N. 1999, *PASJ*, 51, 479
- Turner, B. E. 1985, *ApJ*, 299, 312
- van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 1986, *ApJS*, 62, 109
- van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 1988, *ApJ*, 334, 771
- Wall, W. F., Jaffe, D. T., Bash, F. N., & Israel, F. P. 1991, *ApJ*, 380, 384
- Walter, F., Bertoldi, F., Carilli, C., et al. 2003, *Nature*, 424, 406
- Ward, J. S., Zmuidzinas, J., Harris, A. I., & Isaak, K. G. 2003, *ApJ*, 587, 171
- Weiß, A., Henkel, C., Downes, D., & Walter, F. 2003, *A&A*, 409, L41
- Wilson, C. D. 1995, *ApJ*, 448, L97
- Wolfire, M. G., Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. 1990, *ApJ*, 358, 116
- Yun, M. S., & Carilli, C. L. 2002, *ApJ*, 568, 88
- Zaritsky, D., Kennicutt, R. C., & Huchra, J. P. 1994, *ApJ*, 420, 87

ANNEXE B

Articles soumis/en préparation

– *ARTICLE SOUMIS* :

Bayet, E. ; Gerin, M. ; Phillips, T.G. & Contursi, A. , 2005a : A survey of submillimeter C and CO lines in nearby galaxies. (soumis le 29 août) draft : <http://www.lra.ens.fr/bayet>

– *ARTICLES EN PREPARATION* :

Bayet, E. ; Israel, F. ; Meijerink, R. and Gerin M. ; 2005b : The carbon and the carbon monoxide in spiral galaxies - I. The line ratios. (soumis avant Décembre 2005) draft : <http://www.lra.ens.fr/bayet>

Bayet, E. ; Gerin, M. ; Contursi A. and Sauvage M. , 2006a : Comparison of gas and dust cooling rates in nearby galaxies. draft : <http://www.lra.ens.fr/bayet>

Bayet, E. ; Pety, J. ; Gerin, M. ; Contursi, A. ; Guélin, M. ; Ungerechts, H. ; 2006b : Comparison between high-resolution $^{12}\text{CO}(1-0)$ and Mid-IR data in IC 10. draft : <http://www.lra.ens.fr/bayet>

Bayet, E. ; Meijerink, R. ; Israel, F. and Gerin M. ; 2006c : The carbon and the carbon monoxide in spiral galaxies - II. The PDR and XDR models results.

Bibliographie générale

- Aalto S., Booth R.S., Black J.H., Johansson L.E.B., Aug. 1995, A&A, 300, 369
- Aalto S., Hüttemeister S., Scoville N.Z., Thaddeus P., Sep. 1999, ApJ, 522, 165
- Aalto S., Polatidis A.G., Hüttemeister S., Curran S.J., Jan. 2002, A&A, 381, 783
- Abgrall H., Le Bourlot J., Pineau Des Forets G., et al., Jan. 1992, A&A, 253, 525
- Adler D.S., Lo K.Y., Wright M.C.H., et al., Jun. 1992, ApJ, 392, 497
- Allen D.A., Wright A.E., Goss W.M., Oct. 1976, MNRAS, 177, 91
- Allen R.J., Atherton P.D., Tilanus R.P.J., Jan. 1986, Nature, 319, 296
- Alloin D., Galliano E., Cuby J.G., et al., Apr. 2001, A&A, 369, L33
- Andersson A., Dec. 2002, In : ASP Conf. Ser. 275 : Disks of Galaxies : Kinematics, Dynamics and Perturbations, 213–214
- Antonucci R.R.J., Ulvestad J.S., Jul. 1988, ApJ, 330, L97
- Arimoto N., Sofue Y., Tsujimoto T., Apr. 1996, PASJ, 48, 275
- Armus L., Heckman T.M., Miley G.K., Sep. 1989, BAAS, 21, 1143
- Armus L., Heckman T.M., Miley G.K., Dec. 1990, ApJ, 364, 471
- Böker T., van der Marel R.P., Vacca W.D., Aug. 1999, AJ, 118, 831
- Baade W., Minkowski R., Jun. 1954, The Observatory, 74, 130
- Baas F., Israel F.P., Koornneef J., Apr. 1994, A&A, 284, 403
- Ball R., Sargent A.I., Scoville N.Z., Lo K.Y., Scott S.L., Nov. 1985, ApJ, 298, L21
- Barvainis R., Maloney P., Antonucci R., Alloin D., Jul. 1997, ApJ, 484, 695
- Bauer F.E., Brandt W.N., Jan. 2004, ApJ, 601, L67
- Bayet E., Gerin M., Phillips T.G., Contursi A., Nov. 2004, A&A, 427, 45
- Bayet E., Gerin M., Phillips T.G., Contursi A., 2005, soumis
- Becker R., 1990, Ph.D. Thesis
- Becker R., Henkel C., Schilke P., Wilson T.L., Wouterloot J.G.A., 1989, LNP Vol. 331 : The Physics and Chemistry of Interstellar Molecular Clouds - mm and Sub-mm Observations in Astrophysics, 331, 276

- Beckert T., 2005, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 76, 150
- Beckert T., Duschl W.J., Nov. 2004, *A&A*, 426, 445
- Bell M.B., Seaquist E.R., Jun. 1988, *ApJ*, 329, L17
- Benford D.J., Hunter T.R., Keene J.B., et al., Dec. 1993, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 25, 1322
- Bertoldi F., Cox P., Neri R., et al., Oct. 2003, *A&A*, 409, L47
- Bianchi S., Davies J.I., Alton P.B., Gerin M., Casoli F., Jan. 2000, *A&A*, 353, L13
- Bland-Hawthorn J., Gallimore J.F., Tacconi L.J., et al., 1997, *Ap&SS*, 248, 9
- Blecha A., Jan. 1986, *A&A*, 154, 321
- Blitz L., Mathieu R.D., Bally J., Dec. 1986, *ApJ*, 311, 142
- Bock J.J., Hristov V.V., Kawada M., et al., Jun. 1993, *ApJ*, 410, L115
- Boeker T., Schinnerer E., Lisenfeld U., Emsellem E., May 2004, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 204,
- Bolatto A.D., Jackson J.M., Wilson C.D., Moriarty-Schieven G., Apr. 2000, *ApJ*, 532, 909
- Boomsma R., van der Hulst J.M., Oosterloo T.A., Sancisi R., May 2002, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 34, 708
- Boselli A., Lequeux J., Gavazzi G., Mar. 2002, *A&A*, 384, 33
- Boselli A., Cortese L., Deharveng J.M., et al., Aug. 2005, *ApJ*, 629, L29
- Bosma A., van der Hulst J.M., Sullivan W.T., May 1977, *A&A*, 57, 373
- Bottinelli L., Gouguenheim L., Paturel G., de Vaucouleurs G., Jun. 1984, *A&AS*, 56, 381
- Boulanger F., Beichman C., Desert F.X., et al., Sep. 1988, *ApJ*, 332, 328
- Bradford C.M., Nikola T., Stacey G.J., et al., Apr. 2003, *ApJ*, 586, 891
- Braine J., Guélin M., Dumke M., et al., Oct. 1997, *A&A*, 326, 963
- Bregman J.N., Pildis R.A., Jan. 1994, *ApJ*, 420, 570
- Bryant P.M., Scoville N.Z., Feb. 1996, *ApJ*, 457, 678
- Bryant P.M., Scoville N.Z., Jun. 1999, *AJ*, 117, 2632
- Buettgenbach T.H., Keene J., Phillips T.G., Walker C.K., Sep. 1992, *ApJ*, 397, L15
- Calzetti D., Dec. 2001, *PASP*, 113, 1449
- Carico D.P., Sanders D.B., Soifer B.T., et al., Feb. 1988, *AJ*, 95, 356
- Carlstrom J.E., Jackson J.M., Ho P.T.P., Turner J.L., Jul. 1990, In : *NASA, Ames Research Center, The Interstellar Medium in External Galaxies : Summaries of Contributed Papers* p 337-339 (SEE N91-14100 05-90), 337-339
- Casoli F., Combes F., Dupraz C., et al., Mar. 1988, *A&A*, 192, L17

- Casoli F., Clausset F., Combes F., Viallefond F., Boulanger F., Jul. 1990, *A&A*, 233, 357
- Castor J.I., 1970, *MNRAS*, 149, 111
- Cernicharo J., Bachiller R., Duvert G., Aug. 1985, *A&A*, 149, 273
- Chamberlin R.A., Lane A.P., Stark A.A., Feb. 1997, *ApJ*, 476, 428
- Charmandaris V., Combes F., van der Hulst J.M., Apr. 2000, *A&A*, 356, L1
- Ciardullo R., Jacoby G.H., Harris W.E., Dec. 1991, *ApJ*, 383, 487
- Clark J.S., Crowther P.A., Jan. 2004, *A&A*, 414, L45
- Clausset F., Casoli F., Viallefond F., Combes F., 1991, In : *IAU Symp. 146 : Dynamics of Galaxies and Their Molecular Cloud Distributions*, 88–+
- Colbert J.W., Malkan M.A., Clegg P.E., et al., Feb. 1999, *ApJ*, 511, 721
- Combes F., Encrenaz P.J., Lucas R., Weliachew L., Jun. 1978, *A&A*, 67, L13
- Condon J.J., Huang Z.P., Yin Q.F., Thuan T.X., Sep. 1991, *ApJ*, 378, 65
- Contursi A., Brauher J., Helou G., 2001, *Astrophysics and Space Science Supplement*, 277, 59
- Contursi A., Kaufman M.J., Helou G., et al., Aug. 2002, *AJ*, 124, 751
- Cox P., Omont A., Djorgovski S.G., et al., May 2002, *A&A*, 387, 406
- Crosthwaite L., Meier D., Turner J., Benford D., May 1998, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 30, 923
- Crosthwaite L.P., Aug. 2002, *PASP*, 114, 929
- Crosthwaite L.P., Turner J.L., Ho P.T.P., Apr. 2000, *AJ*, 119, 1720
- Crosthwaite L.P., Turner J.L., Hurt R.L., et al., Aug. 2001, *AJ*, 122, 797
- Crowther P.A., Drissen L., Abbott J.B., Royer P., Smartt S.J., Jun. 2003, *A&A*, 404, 483
- Dahlem M., Dettmar R.J., Hummel E., Oct. 1994, *A&A*, 290, 384
- Dale D.A., Silbermann N.A., Helou G., et al., Aug. 2000, *AJ*, 120, 583
- Davidge T.J., Pritchett C.J., Jul. 1990, *AJ*, 100, 102
- Davies R.I., Sugai H., Ward M.J., Oct. 1998, *MNRAS*, 300, 388
- de Jong T., Dalgarno A., Chu S.I., Jul. 1975, *ApJ*, 199, 69
- de Vaucouleurs G., Dec. 1991, *Science*, 254, 1667
- de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Nieto J.L., Dec. 1979, *AJ*, 84, 1811
- Dodorico S., Rosa M., Wampler E.J., Jul. 1983, *A&AS*, 53, 97
- Downes D., Solomon P.M., Nov. 1998, *ApJ*, 507, 615
- Draine B.T., Apr. 1978, *ApJS*, 36, 595

- Draine B.T., Bertoldi F., Sep. 1996, ApJ, 468, 269
- Dumke M., Nieten C., Thuma G., Wielebinski R., Walsh W., Jul. 2001, A&A, 373, 853
- Duric N., Seaquist E.R., Mar. 1988, ApJ, 326, 574
- Ebner K., Balick B., Oct. 1983, PASP, 95, 675
- Eckart A., Cameron M., Genzel R., et al., Dec. 1990a, ApJ, 365, 522
- Eckart A., Cameron M., Rothermel H., et al., Nov. 1990b, ApJ, 363, 451
- Eckart A., Downes D., Genzel R., et al., Jan. 1990c, ApJ, 348, 434
- Evans A.S., Mazzarella J.M., Surace J.A., Oct. 1999, In : Science with the Atacama Large Millimeter Array (ALMA)
- Feldmeier J.J., Ciardullo R., Jacoby G.H., Apr. 1997, ApJ, 479, 231
- Filippenko A.V., Sargent W.L.W., Jan. 1992, AJ, 103, 28
- Fixsen D.J., Bennett C.L., Mather J.C., Nov. 1999, ApJ, 526, 207
- Förster Schreiber N.M., Roussel H., Sauvage M., Charmandaris V., May 2004, A&A, 419, 501
- Franceschini A., Braito V., Persic M., et al., Aug. 2003, MNRAS, 343, 1181
- Gallagher S.C., Brandt W.N., Chartas G., Garmire G.P., Sambruna R.M., Apr. 2002, ApJ, 569, 655
- Gallais P., Rouan D., Lacombe F., Tiphene D., Vauglin I., Mar. 1991, A&A, 243, 309
- Galliano E., Alloin D., Granato G.L., Villar-Martín M., Dec. 2003, A&A, 412, 615
- Galliano F., Madden S.C., Jones A.P., Wilson C.D., Bernard J.P., May 2005, A&A, 434, 867
- Gallimore J.F., Baum S.A., O'Dea C.P., Brinks E., Pedlar A., Feb. 1994, ApJ, 422, L13
- Gao Y., Lo K.Y., Lee S.W., Lee T.H., Feb. 2001, ApJ, 548, 172
- Garcia-Burillo S., Guélin M., Cernicharo J., Dahlem M., Dec. 1992, A&A, 266, 21
- Garcia-Burillo S., Combes F., Gerin M., Jul. 1993a, A&A, 274, 148
- Garcia-Burillo S., Guélin M., Cernicharo J., Jul. 1993b, A&A, 274, 123
- García-Burillo S., Martín-Pintado J., Fuente A., Usero A., Neri R., Aug. 2002, ApJ, 575, L55
- Gardner F.F., Whiteoak J.B., Apr. 1976, MNRAS, 175, 9P
- Garman L.E., Young J.S., Jan. 1986, A&A, 154, 8
- Garnett D.R., Nov. 1990, ApJ, 363, 142
- Garnett D.R., 1998, In : ASP Conf. Ser. 147 : Abundance Profiles : Diagnostic Tools for Galaxy History, 78–+
- Gerin M., Phillips T.G., Dec. 1998, ApJ, 509, L17

- Gerin M., Phillips T.G., Aug. 1999, In : The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium, Proceedings of the 3rd Cologne-Zermatt Symposium, held in Zermatt, September 22-25, 1998, Eds. : V. Ossenkopf, J. Stutzki, and G. Winnewisser, GCA-Verlag Herdecke, ISBN 3-928973-95-9, 58—+
- Gerin M., Phillips T.G., Jul. 2000, ApJ, 537, 644
- Gerin M., Casoli F., Combes F., Nov. 1991, A&A, 251, 32
- Glenn J., Hunter T.R., Aug. 2001, ApJS, 135, 177
- Goldader J.D., Joseph R.D., Doyon R., Sanders D.B., May 1995, ApJ, 444, 97
- Goldreich P., Kwan J., May 1974, ApJ, 189, 441
- Graham J.A., Jun. 1981, PASP, 93, 291
- Graham J.R., Carico D.P., Matthews K., et al., May 1990, ApJ, 354, L5
- Groves B.A., Cecil G., Ferruit P., Dopita M.A., Aug. 2004, ApJ, 611, 786
- Guainazzi M., Molendi S., Vignati P., Matt G., Iwasawa K., Jul. 2000, New Astronomy, 5, 235
- Guesten R., Serabyn E., Kasemann C., et al., Jan. 1993, ApJ, 402, 537
- Guélin M., Zylka R., Mezger P.G., et al., Nov. 1993, A&A, 279, L37
- Guélin M., Zylka R., Mezger P.G., Haslam C.G.T., Kreysa E., Jun. 1995, A&A, 298, L29+
- Handa T., Nakai N., Sofue Y., Hayashi M., Fujimoto M., Feb. 1990, PASJ, 42, 1
- Handa T., Ishizuki S., Kawabe R., 1994, In : ASP Conf. Ser. 59 : IAU Colloq. 140 : Astronomy with Millimeter and Submillimeter Wave Interferometry, 341—+
- Harris A.I., Stutzki J., Graf U.U., et al., Dec. 1991, ApJ, 382, L75
- Harrison A., Puxley P., Russell A., Brand P., Nov. 1995, MNRAS, 277, 413
- Harrison A., Henkel C., Russell A., Feb. 1999, MNRAS, 303, 157
- Hawarden T.G., Israel F.P., Geballe T.R., Wade R., Oct. 1995, MNRAS, 276, 1197
- Heckman T.M., Aug. 1980, A&A, 88, 365
- Heckman T.M., Armus L., Miley G.K., Feb. 1987, AJ, 93, 276
- Heckman T.M., Armus L., Miley G.K., Dec. 1990, ApJS, 74, 833
- Helfer T.T., Blitz L., Mar. 1997, ApJ, 478, 162
- Helou G., Khan I.R., Malek L., Boehmer L., Oct. 1988, ApJS, 68, 151
- Helou G., Malhotra S., Hollenbach D.J., Dale D.A., Contursi A., Feb. 2001, ApJ, 548, L73
- Henkel C., Jacq T., Mauersberger R., Menten K.M., Steppe H., Dec. 1987, A&A, 188, L1
- Henkel C., Schilke P., Mauersberger R., Jul. 1988, A&A, 201, L23
- Henkel C., Chin Y.N., Mauersberger R., Whiteoak J.B., Jan. 1998, A&A, 329, 443

- Hibbard J.E., van der Hulst J.M., Barnes J.E., Rich R.M., Dec. 2001, *AJ*, 122, 2969
- Hinkel N.R., Miller E.D., Bregman J.N., Dec. 2003, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 203,
- Ho L.C., Filippenko A.V., Sargent W.L.W., Peng C.Y., Oct. 1997, *ApJS*, 112, 391
- Hollenbach D.J., Tielens A.G.G.M., Jan. 1999, *Reviews of Modern Physics*, 71, 173
- Hollenbach D.J., Takahashi T., Tielens A.G.G.M., Aug. 1991, *ApJ*, 377, 192
- Holmes S., Massey P., Sep. 2003, In : *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 147–+
- Huettmeister S., Henkel C., Mauersberger R., et al., Mar. 1995, *A&A*, 295, 571
- Huettmeister S., Mauersberger R., Henkel C., Oct. 1997, *A&A*, 326, 59
- Hui X., Ford H.C., Ciardullo R., Jacoby G.H., Oct. 1993, *ApJS*, 88, 423
- Ingalls J.G., Reach W.T., Bania T.M., Nov. 2002, *ApJ*, 579, 289
- Irwin J.A., Seaquist E.R., Apr. 1991, *ApJ*, 371, 111
- Ishigaki T., Hayashi T., Ohtani H., et al., Oct. 2004, *PASJ*, 56, 723
- Ishizuki S., Kawabe R., Ishiguro M., et al., Jun. 1990, *ApJ*, 355, 436
- Israel F.P., Baas F., May 2001, *A&A*, 371, 433
- Israel F.P., Baas F., Jan. 2002, *A&A*, 383, 82
- Israel F.P., Baas F., Jun. 2003, *A&A*, 404, 495
- Israel F.P., van Dishoeck E.F., Baas F., et al., Jan. 1990, *A&A*, 227, 342
- Israel F.P., van Dishoeck E.F., Baas F., de Graauw T., Phillips T.G., May 1991, *A&A*, 245, L13
- Israel F.P., White G.J., Baas F., Oct. 1995, *A&A*, 302, 343
- Israel F.P., van der Werf P.P., Hawarden T.G., Aspin C., Aug. 1998, *A&A*, 336, 433
- Iwasawa K., Fabian A.C., Matt G., Aug. 1997, *MNRAS*, 289, 443
- Jackson J.M., Paglione T.A.D., Carlstrom J.E., Rieu N., Jan. 1995, *ApJ*, 438, 695
- Johansson I., Aug. 1987, *A&A*, 182, 179
- Joyce R.R., Simon M., Dec. 1976, *PASP*, 88, 870
- Juvela M., Padoan P., Jimenez R., Jul. 2003, *ApJ*, 591, 258
- Kachel J.R., Jones L.V., Dec. 2002, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 34, 1121
- Karachentsev I.D., Tikhonov N.A., Aug. 1993, *A&AS*, 100, 227
- Kawara K., Nishida M., Taniguchi Y., Jugaku J., Jun. 1987, *PASP*, 99, 512
- Kellermann K.I., Dec. 1974, *ApJ*, 194, L135+

- Kellermann K.I., Zensus J.A., Cohen M.H., Feb. 1997, ApJ, 475, L93+
- Kikumoto T., Taniguchi Y., Nakai N., et al., Jun. 1998, PASJ, 50, 309
- Kim D.C., Sanders D.B., Veilleux S., Mazzarella J.M., Soifer B.T., May 1995, ApJS, 98, 129
- Knapen J.H., Beckman J.E., Cepa J., van der Hulst T., Rand R.J., Feb. 1992, ApJ, 385, L37
- Kobulnicky H.A., Johnson K.E., Dec. 1999, ApJ, 527, 154
- Kobulnicky H.A., Dickey J.M., Sargent A.I., Hogg D.E., Conti P.S., Jul. 1995, AJ, 110, 116
- Koda J., Sofue Y., Kohno K., et al., Jul. 2002, ApJ, 573, 105
- Koester B., Stoerzer H., Stutzki J., Sternberg A., Apr. 1994, A&A, 284, 545
- Kohno K., Kawabe R., Tosaki T., Okumura S.K., Apr. 1996, ApJ, 461, L29+
- Kohno K., Matsushita S., Vila-Vilaró B., et al., 2001, In : ASP Conf. Ser. 249 : The Central Kiloparsec of Starbursts and AGN : The La Palma Connection, 672–+
- Krabbe A., Colina L., Thatte N., Kroker H., Feb. 1997, ApJ, 476, 98
- Krips M., Eckart A., Neri R., et al., Jan. 2005, Ap&SS, 295, 95
- Kuno N., Nakai N., Nishiyama K., et al., 1998, In : IAU Symp. 184 : The Central Regions of the Galaxy and Galaxies, 243–+
- Larkin J.E., Armus L., Knop R.A., Soifer B.T., Matthews K., Jan. 1998, ApJS, 114, 59
- Lauberts A., Valentijn E.A., 1989, The Messenger, 56, 31
- Le Bourlot J., Pineau des Forets G., Roueff E., Schilke P., Oct. 1993, ApJ, 416, L87+
- Le Petit F., Roueff E., Le Bourlot J., Jul. 2002, A&A, 390, 369
- Leeuw L.L., Robson E.I., Hughes D.H., Jan. 1999, In : IAU Symposium, 330–+
- Lehnert M.D., Heckman T.M., Dec. 1996, ApJ, 472, 546
- Lipari S., Colina L., Macchetto F., May 1994, ApJ, 427, 174
- Lisenfeld U., Isaak K.G., Hills R., Feb. 2000, MNRAS, 312, 433
- Lo K.Y., Adler D.S., Allen R.J., et al., 1991, In : IAU Symp. 146 : Dynamics of Galaxies and Their Molecular Cloud Distributions, 81–+
- Lonsdale C.J., Lonsdale C.J., Smith H.E., Diamond P.J., Aug. 2003, ApJ, 592, 804
- Luhman M.L., Jaffe D.T., Sternberg A., Herrmann F., Poglitsch A., Jun. 1997, ApJ, 482, 298
- Lundgren A.A., Wiklind T., Olofsson H., Rydbeck G., Jan. 2004, A&A, 413, 505
- Lutz D., Sturm E., Genzel R., et al., Jun. 2000, ApJ, 536, 697
- Lutz D., Sturm E., Genzel R., Spoon H.W.W., Stacey G.J., Oct. 2004, A&A, 426, L5
- Madden S.C., Genzel R., Herrmann F., et al., Sep. 1992, Bulletin of the American Astronomical Society, 24, 1268

- Madden S.C., Geis N., Genzel R., et al., Jan. 1993, In : Evolution of Galaxies and their Environment, 185–186
- Madden S.C., Geis N., Townes C.H., et al., 1995, In : ASP Conf. Ser. 73 : From Gas to Stars to Dust, 181–184
- Madden S.C., Poglitsch A., Geis N., Stacey G.J., Townes C.H., Jul. 1997, ApJ, 483, 200
- Maeder A., Conti P.S., 1994, ARA&A, 32, 227
- Mahoney J.H., van der Hulst J.M., Burke B.F., Mar. 1984, BAAS, 16, 539
- Malhotra S., Helou G., van Buren D., et al., Nov. 1996, A&A, 315, L161
- Malhotra S., Kaufman M.J., Hollenbach D., et al., Nov. 2001, ApJ, 561, 766
- Mao R.Q., Henkel C., Schulz A., et al., Jun. 2000, A&A, 358, 433
- Maoz D., Filippenko A.V., Ho L.C., et al., Feb. 1995, ApJ, 440, 91
- Marco O., Alloin D., Jan. 2000, A&A, 353, 465
- Martin J.M., Bottinelli L., Gouguenheim L., Dennefeld M., May 1991, A&A, 245, 393
- Massey P., Jan. 1985, PASP, 97, 5
- Massey P., Armandroff T.E., Jun. 1995, AJ, 109, 2470
- Massey P., Holmes S., Nov. 2002, ApJ, 580, L35
- Massey P., Armandroff T.E., Conti P.S., Apr. 1992, AJ, 103, 1159
- Mauersberger R., Henkel C., Oct. 1989, A&A, 223, 79
- Mauersberger R., Henkel C., May 1991, A&A, 245, 457
- Mauersberger R., Henkel C., Wielebinski R., Wiklind T., Reuter H.P., Jan. 1996, A&A, 305, 421
- Mauersberger R., Henkel C., Walsh W., Schulz A., Jan. 1999, A&A, 341, 256
- Mauersberger R., Henkel C., Weiß A., Peck A.B., Hagiwara Y., May 2003, A&A, 403, 561
- McCall M.L., May 1989, AJ, 97, 1341
- Meier D.S., Turner J.L., Apr. 2001, ApJ, 551, 687
- Meier D.S., Turner J.L., Apr. 2004, AJ, 127, 2069
- Meier D.S., Turner J.L., Hurt R.L., Mar. 2000, ApJ, 531, 200
- Miller E.D., Bregman J.N., Seitzer P., Dec. 2000, Bulletin of the American Astronomical Society, 32, 1454
- Mirabel I.F., Sanders D.B., Dec. 1988, ApJ, 335, 104
- Mirabel I.F., Vigroux L., Charmandaris V., et al., May 1998, A&A, 333, L1
- Moellenhoff C., Aug. 1979, A&A, 77, 141

- Moellenhoff C., Matthias M., Gerhard O.E., Sep. 1995, A&A, 301, 359
- Morris M., Lo K.Y., Aug. 1978, ApJ, 223, 803
- Morrison H.L., Miller E.D., Harding P., Stinebring D.R., Boroson T.A., Jun. 1997, AJ, 113, 2061
- Muñoz-Tuñón C., Caon N., Aguerri J.A.L., Jan. 2004, AJ, 127, 58
- Mulder P.S., van Driel W., May 1993, A&A, 272, 63
- Mundell C.G., Ferruit P., Pedlar A., Oct. 2001, ApJ, 560, 168
- Murphy T.W., Armus L., Matthews K., et al., Mar. 1996, AJ, 111, 1025
- Nakai N., Kuno N., Dec. 1995, PASJ, 47, 761
- Negishi T., Onaka T., Chan K.W., Roellig T.L., Aug. 2001, A&A, 375, 566
- Neininger N., Guélin M., Klein U., Garcia-Burillo S., Wielebinski R., Nov. 1998, A&A, 339, 737
- Netzer H., Turner T.J., Oct. 1997, ApJ, 488, 694
- Nguyen Q.R., Jackson J.M., Henkel C., Truong B., Mauersberger R., Nov. 1992, ApJ, 399, 521
- Nieten C., Dumke M., Beck R., Wielebinski R., Jul. 1999, A&A, 347, L5
- Nikola T., Geis N., Genzel R., et al., 1997, In : Extragalactic Astronomy in the Infrared, 137–+
- Nilson P., 1973, Uppsala general catalogue of galaxies, Acta Universitatis Upsaliensis. Nova Acta Regiae Societatis Scientiarum Upsaliensis - Uppsala Astronomiska Observatoriums Annaler, Uppsala : Astronomiska Observatorium, 1973
- O’Connell R.W., Gallagher J.S., Hunter D.A., Colley W.N., Jun. 1995, ApJ, 446, L1+
- Ohta K., Sasaki M., Saito M., 1988, PASJ, 40, 653
- Ohta K., Sasaki M., Yamada T., Saito M., Nakai N., Dec. 1992, PASJ, 44, 585
- Paglione T.A.D., Jackson J.M., Ishizuki S., Dec. 1993, Bulletin of the American Astronomical Society, 25, 1328
- Paglione T.A.D., Jackson J.M., Ishizuki S., Rieu N., Apr. 1995, AJ, 109, 1716
- Pak S., Jaffe D.T., van Dishoeck E.F., Johansson L.E.B., Booth R.S., May 1998, ApJ, 498, 735
- Pedlar A., Mundell C.G., Gallimore J.F., Baum S.A., O’Dea C.P., 1996, Vistas in Astronomy, 40, 91
- Pedlar A., Wills K.A., Muxlow T.W.B., Das M., 2001, In : ASP Conf. Ser. 240 : Gas and Galaxy Evolution, 402–+
- Pence W.D., Jul. 1980, ApJ, 239, 54
- Peng R., Zhou S., Whiteoak J.B., Lo K.Y., Sutton E.C., Oct. 1996, ApJ, 470, 821

- Petitpas G.R., Wilson C.D., Mar. 1998a, *ApJ*, 496, 226
- Petitpas G.R., Wilson C.D., Aug. 1998b, *ApJ*, 503, 219
- Petitpas G.R., Wilson C.D., Aug. 2000, *ApJ*, 538, L117
- Petitpas G.R., Wilson C.D., Jul. 2001, In : *ESA SP-460 : The Promise of the Herschel Space Observatory*, 483–+
- Pety J., Beelen A., Cox P., et al., Dec. 2004, *A&A*, 428, L21
- Phillips T.G., Ellison B.N., Keene J.B., et al., Nov. 1987, *ApJ*, 322, L73
- Popescu C.C., Tuffs R.J., Kylafis N.D., Madore B.F., Jan. 2004, *A&A*, 414, 45
- Puxley P., Ramsay Howat S., Harrison A., Mountain M., Dec. 1997, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 29, 1356
- Quillen A.C., de Zeeuw P.T., Phinney E.S., Phillips T.G., May 1992, *ApJ*, 391, 121
- Radford S.J.E., Downes D., Solomon P.M., Feb. 1991, *ApJ*, 368, L15
- Rand R.J., Feb. 1993, *ApJ*, 404, 593
- Rand R.J., Wallin J.F., Oct. 2004, *ApJ*, 614, 142
- Rand R.J., Kulkarni S.R., Hester J.J., Mar. 1990, *ApJ*, 352, L1
- Rand R.J., Lord S.D., Higdon J.L., Mar. 1999, *ApJ*, 513, 720
- Regan M.W., Vogel S.N., Oct. 1995, *ApJ*, 452, L21+
- Rice W., Lonsdale C.J., Soifer B.T., et al., Oct. 1988, *ApJS*, 68, 91
- Richer M.G., Bullejos A., Borissova J., et al., Apr. 2001, *A&A*, 370, 34
- Rieke G.H., Lebofsky M.J., Walker C.E., Feb. 1988, *ApJ*, 325, 679
- Rieke G.H., Loken K., Rieke M.J., Tamblyn P., Jul. 1993, *ApJ*, 412, 99
- Rigopoulou D., Lawrence A., White G.J., Rowan-Robinson M., Church S.E., Jan. 1996, *A&A*, 305, 747
- Rodriguez-Rico C.A., Goss W.M., Zhao J.H., May 2002, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 34, 715
- Rosenthal E., Eales S., Stephens S., Lo Y.K., 1990, In : *ASSL Vol. 158 : Submillimetre Astronomy*, 241–+
- Rottgering H., Jaffe W.J., Meisenheimer K., et al., Oct. 2004, In : *New Frontiers in Stellar Interferometry, Proceedings of SPIE Volume 5491*. Edited by Wesley A. Traub. Bellingham, WA : The International Society for Optical Engineering, 2004., p.9, 9–+
- Rouan D., Rigaut F., Alloin D., et al., Nov. 1998, *A&A*, 339, 687
- Roussel H., Sauvage M., Vigroux L., Bosma A., Jun. 2001, *A&A*, 372, 427
- Rowan-Robinson M., Phillips T.G., White G., Feb. 1980, *A&A*, 82, 381

- Royer P., Smartt S.J., Manfroid J., Vreux J.M., Feb. 2001, *A&A*, 366, L1
- Rupen M.P., Jul. 1991, *AJ*, 102, 48
- Saha A., Hoessel J.G., Krist J., Danielson G.E., Jan. 1996, *AJ*, 111, 197
- Sakai S., Madore B.F., Freedman W.L., Feb. 1999, *ApJ*, 511, 671
- Sakamoto S., Handa T., Sofue Y., Honma M., Sorai K., Jan. 1997, *ApJ*, 475, 134
- Sancisi R., Dec. 1976, *A&A*, 53, 159
- Sandage A., Tammann G.A., Dec. 1974, *ApJ*, 194, 559
- Sanders D.B., Mirabel I.F., Nov. 1985, *ApJ*, 298, L31
- Sanders D.B., Mirabel I.F., 1996, *ARA&A*, 34, 749
- Sanders D.B., Scoville N.Z., Soifer B.T., Young J.S., Danielson G.E., Jan. 1987, *ApJ*, 312, L5
- Saviane I., Hibbard J.E., Rich R.M., Feb. 2004, *AJ*, 127, 660
- Sawada-Satoh S., Inoue M., Shibata K.M., et al., Jan. 2001, In : *IAU Symposium*, 196—+
- Schilke P., Carlstrom J.E., Keene J., Phillips T.G., Nov. 1993, *ApJ*, 417, L67+
- Schinnerer E., Eckart A., Tacconi L.J., et al., 2001, In : *ASP Conf. Ser. 240 : Gas and Galaxy Evolution*, 280—+
- Schinnerer E., Böker T., Meier D.S., Jul. 2003, *ApJ*, 591, L115
- Schinnerer E., Weiss A., Scoville N.Z., Aalto S., May 2004, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 204,
- Schulz A., Güsten R., Köster B., Krause D., May 2001, *A&A*, 371, 25
- Scoville N.Z., Myers S.T., Sargent A., et al., Sep. 1986a, *BAAS*, 18, 1047
- Scoville N.Z., Sanders D.B., Sargent A.I., et al., Dec. 1986b, *ApJ*, 311, L47
- Scoville N.Z., Sanders D.B., Sargent A.I., Soifer B.T., Tinney C.G., Oct. 1989, *ApJ*, 345, L25
- Scoville N.Z., Sargent A.I., Sanders D.B., Soifer B.T., Jan. 1991, *ApJ*, 366, L5
- Scoville N.Z., Thakkar D., Carlstrom J.E., Sargent A.I., Feb. 1993, *ApJ*, 404, L59
- Scoville N.Z., Yun M.S., Bryant P.M., Jul. 1997, *ApJ*, 484, 702
- Scoville N.Z., Evans A.S., Dinshaw N., et al., Jan. 1998a, *ApJ*, 492, L107+
- Scoville N.Z., Yun M.S., Armus L., Ford H., Feb. 1998b, *ApJ*, 493, L63+
- Scoville N.Z., Yun M.S., Sanders D.B., Clemens D.P., Waller W.H., Nov. 2000, *VizieR Online Data Catalog*, 206, 30821
- Sequist E.R., Bell M.B., Apr. 1986, *ApJ*, 303, L67
- Sequist E.R., Bell M.B., Nov. 1990, *ApJ*, 364, 94
- Sequist E.R., Clark J., May 2001, *ApJ*, 552, 133

- Shaffer D.B., Schilizzi R.T., Oct. 1975, *AJ*, 80, 753
- Shen J., Lo K.Y., Jun. 1995, *ApJ*, 445, L99
- Sheth K., Vogel S.N., Regan M.W., et al., Nov. 2002, *AJ*, 124, 2581
- Shioya Y., Tosaki T., Ohya Y., et al., Jun. 1998, *PASJ*, 50, 317
- Smith B.J., Lester D.F., Harvey P.M., Jul. 1990, In : NASA, Ames Research Center, The Interstellar Medium in External Galaxies : Summaries of Contributed Papers p 84-85 (SEE N91-14100 05-90), 84-85
- Smith B.J., Lester D.F., Harvey P.M., Pogge R.W., May 1991, *ApJ*, 373, 66
- Smith B.J., Harvey P.M., Colome C., et al., Apr. 1994, *ApJ*, 425, 91
- Smith H.E., Lonsdale C.J., Lonsdale C.J., Diamond P.J., Jan. 1998, *ApJ*, 493, L17+
- Smith P.S., Schmidt G.D., Allen R.G., Angel J.R.P., May 1995, *ApJ*, 444, 146
- Sobolev V.M., 1958, *Izvestiya Glavnoj Astronomicheskoy Observatorii v Pulkove*, 20, 12
- Sobolev V.V., Dec. 1960, *Soviet Astronomy*, 4, 372
- Sofue Y., Dec. 1992, *PASJ*, 44, L231
- Sofue Y., Irwin J.A., Aug. 1992, *PASJ*, 44, 353
- Sofue Y., Nakai N., Apr. 1993, *PASJ*, 45, 139
- Sofue Y., Handa T., Hayashi M., Nakai N., May 1987, In : *Star Formation in Galaxies*, 179-196
- Sofue Y., Doi M., Ishizuki S., Nakai N., Handa T., 1988, *PASJ*, 40, 511
- Sofue Y., Honma M., Arimoto N., Apr. 1995, *A&A*, 296, 33
- Sofue Y., Tutui Y., Honma M., et al., Sep. 1999, *ApJ*, 523, 136
- Sofue Y., Koda J., Kohno K., et al., Feb. 2001, *ApJ*, 547, L115
- Soifer B.T., Boehmer L., Neugebauer G., Sanders D.B., Sep. 1989, *AJ*, 98, 766
- Solomon P., Barrett J., Radford S., Downes D., Sage L., May 1990, *IAU Circ.*, 5027, 3
- Solomon P.M., 1983, In : *IAU Symp. 100 : Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies*, 35-42
- Sorai K., Nakai N., Kuno N., Nishiyama K., Hasegawa T., Oct. 2000, *PASJ*, 52, 785
- Sorai K., Nakai N., Kuno N., Nishiyama K., Apr. 2002, *PASJ*, 54, 179
- Soria R., Mould J.R., Watson A.M., et al., Jul. 1996, *ApJ*, 465, 79
- Spinoglio L., Malkan M.A., Smith H.A., González-Alfonso E., Fischer J., Apr. 2005, *ApJ*, 623, 123
- Stacey G.J., Geis N., Genzel R., et al., Dec. 1990, The (C II) 158 micron line mapping of spiral galaxies
- Stacey G.J., Townes C.H., Geis N., et al., Nov. 1991, *ApJ*, 382, L37

- Stanford S.A., Sargent A.I., Sanders D.B., Scoville N.Z., Feb. 1990, *ApJ*, 349, 492
- Sternberg A., Dalgarno A., Aug. 1995, *ApJS*, 99, 565
- Stoerzer H., Stutzki J., Sternberg A., Jun. 1996, *A&A*, 310, 592
- Strauss M.A., Huchra J.P., Davis M., et al., Nov. 1992, *ApJS*, 83, 29
- Strickland D.K., Heckman T.M., Colbert E.J.M., Hoopes C.G., Weaver K.A., May 2004, *ApJ*, 606, 829
- Stutzki J., Graf U.U., Haas S., et al., Mar. 1997, *ApJ*, 477, L33+
- Sugai H., Davies R.I., Ishii M., Ward M.J., Sep. 2000, *MNRAS*, 317, 447
- Tacconi L.J., Young J.S., Nov. 1989, *ApJS*, 71, 455
- Tacconi L.J., Young J.S., Apr. 1990, *ApJ*, 352, 595
- Tacconi-Garman L.J., Young J.S., May 1987, In : *Star Formation in Galaxies*, 491–495
- Talbot R.J., Jensen E.B., Dufour R.J., Apr. 1979, *ApJ*, 229, 91
- Tammann G.A., Sandage A., Mar. 1968, *ApJ*, 151, 825
- Taniguchi Y., Ohyama Y., Dec. 1998, *ApJ*, 509, L89
- Taniguchi Y., Ohyama Y., Yamada T., Mouri H., Yoshida M., Aug. 1996, *ApJ*, 467, 215
- Taylor C.L., Walsh W., Fritz T., Huettmeister S., May 2000, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 32, 717
- Taylor C.L., Walter F., Yun M.S., Nov. 2001, *ApJ*, 562, L43
- Telesco C.M., 1988, *ARA&A*, 26, 343
- Telesco C.M., Harper D.A., Jan. 1980, *ApJ*, 235, 392
- Thim F., Tammann G.A., Saha A., et al., Jun. 2003, *ApJ*, 590, 256
- Thornley M.D., Vogel S.N., Helfer T.T., et al., Dec. 1998, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 30, 1287
- Thronson H.A., Hunter D.A., Casey S., Harper D.A., May 1990, *ApJ*, 355, 94
- Thuma G., Neininger N., Klein U., Wiebeinski R., Jun. 2000, *A&A*, 358, 65
- Tielens A.G.G.M., Hollenbach D., Apr. 1985a, *ApJ*, 291, 722
- Tielens A.G.G.M., Hollenbach D., Apr. 1985b, *ApJ*, 291, 747
- Tilanus R.P.J., Burton W.B., Aug. 1997, *A&A*, 324, 899
- Toomre A., Toomre J., Dec. 1972, *ApJ*, 178, 623
- Tosaki T., Hasegawa T., Shioya Y., Kuno N., Matsushita S., Apr. 2002, *PASJ*, 54, 209
- Tsuboi M., Miyazaki A., Imaizumi S., Nakai N., Aug. 1999, *PASJ*, 51, 479
- Tuffs R.J., Gabriel C., Nov. 2003, *A&A*, 410, 1075

- Tully R.B., Oct. 1988, *Science*, 242, 310
- Tully R.B., Fisher J.R., Dec. 1987, *S&T*, 74, 612
- Turner J.L., Ho P.T.P., Dec. 1985, *ApJ*, 299, L77
- Turner J.L., Ho P.T.P., Jan. 1994, *ApJ*, 421, 122
- Turner J.L., Ho P.T.P., Martin R.N., May 1987, In : *Star Formation in Galaxies*, 383–386
- Turner J.L., Martin R.N., Ho P.T.P., Mar. 1990, *ApJ*, 351, 418
- Ueno S., Mushotzky R.F., Koyama K., et al., Jun. 1994, *PASJ*, 46, L71
- Usero A., García-Burillo S., Sep. 2003, In : *Highlights of Spanish Astrophysics III. Proceedings of the fifth Scientific Meeting of the Spanish Astronomical Society (SEA)*, held in Toledo, Spain, September 9-13, 2002. Edited by J. Gallego, J. Zamorano, N. Cardiel, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, pp. 243-246., 243–246
- Usero A., García-Burillo S., Fuente A., Martín-Pintado J., Rodríguez-Fernández N.J., Jun. 2004, *A&A*, 419, 897
- van den Bergh S., Sep. 1976, *ApJ*, 208, 673
- van der Hulst J.M., Jan. 1979, *A&A*, 71, 131
- van der Hulst J.M., Golisch W.F., Haschick A.D., Jan. 1983, *ApJ*, 264, L37
- van Dishoeck E.F., Black J.H., Sep. 1986, *ApJS*, 62, 109
- van Dishoeck E.F., Black J.H., 1988a, *LNP Vol. 315 : Molecular Clouds, Milky-Way and External Galaxies*, 315, 168
- van Dishoeck E.F., Black J.H., Nov. 1988b, *ApJ*, 334, 771
- van Driel W., Marcum P., Gallagher J.S., et al., Nov. 2001, *A&A*, 378, 370
- Veilleux S., Cecil G., Bland-Hawthorn J., et al., Sep. 1994, *ApJ*, 433, 48
- Veilleux S., Kim D.C., Sanders D.B., Mazzarella J.M., Soifer B.T., May 1995, *ApJS*, 98, 171
- Vila-Costas M.B., Edmunds M.G., Nov. 1992, *MNRAS*, 259, 121
- Vila-Vilaró B., Butner H.M., Bieging J.H., Matsushita S., Kohno K., 2001, In : *ASP Conf. Ser. 249 : The Central Kiloparsec of Starbursts and AGN : The La Palma Connection*, 727–+
- Vogel S.N., Helfer T.T., Sheth K., et al., Oct. 1999, In : *Science with the Atacama Large Millimeter Array (ALMA)*
- Vogler A., Madden S.C., Beck R., et al., Oct. 2005, *A&A*, 441, 491
- Walker C.E., Lebofsky M.J., Rieke G.H., Feb. 1988, *ApJ*, 325, 687
- Walker C.E., Bash F.N., Martin R.N., Phillips T.G., Sep. 1992, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 24, 1201
- Wall W.F., Jaffe D.T., Bash F.N., Israel F.P., Oct. 1991, *ApJ*, 380, 384

- Wall W.F., Jaffe D.T., Bash F.N., et al., Sep. 1993, ApJ, 414, 98
- Waller W.H., Gurwell M., Tamura M., Jul. 1992, AJ, 104, 63
- Walsh W., Beck R., Thuma G., et al., Jun. 2002, A&A, 388, 7
- Walter F., Weiss A., Scoville N., Nov. 2002, ApJ, 580, L21
- Walter F., Carilli C., Bertoldi F., et al., Nov. 2004, ApJ, 615, L17
- Wang J., Oct. 2004, ApJ, 614, L21
- Wang J., SAO, ASIAA SMA Team, Dec. 2003, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 203,
- Ward J.S., Zmuidzinas J., Harris A.I., Isaak K.G., Dec. 2001, Bulletin of the American Astronomical Society, 33, 1482
- Ward J.S., Zmuidzinas J., Harris A.I., Isaak K.G., Apr. 2003, ApJ, 587, 171
- Weigelt G., Beckert T., Schertl K.H.H.D., Wittkowski M., 2005, Memorie della Societa Astronomica Italiana, 76, 39
- Weiß A., Neininger N., Henkel C., Stutzki J., Klein U., Jun. 2001, ApJ, 554, L143
- Weiß A., Henkel C., Downes D., Walter F., Oct. 2003, A&A, 409, L41
- Weliachew L., Casoli F., Combes F., Jun. 1988, A&A, 199, 29
- Westpfahl D., Wilcots E.M., Graham M., Olsen K., May 1996, Bulletin of the American Astronomical Society, 28, 891
- Whiteoak J.B., Gardner F.F., Mar. 1971, Astrophys. Lett., 8, 57
- Wiedner M.C., Wilson C.D., Harrison A., et al., Dec. 2002, ApJ, 581, 229
- Wielebinski R., Dumke M., Nieten C., 1998, In : Astronomische Gesellschaft Abstract Series, 52–52
- Wielebinski R., Dumke M., Nieten C., Jul. 1999, A&A, 347, 634
- Wiklind T., Combes F., Aug. 1997, A&A, 324, 51
- Wilcots E.M., Miller B.W., Nov. 1998, AJ, 116, 2363
- Wild W., Eckart A., Jul. 2000, A&A, 359, 483
- Wild W., Eckart A., Wiklind T., Jun. 1997, A&A, 322, 419
- Wills K., Pedlar A., Muxlow T., et al., Jan. 2001, In : IAU Symposium, 378–+
- Wilson A.S., Elvis M., Lawrence A., Bland-Hawthorn J., Jun. 1992, ApJ, 391, L75
- Wilson C.D., Aug. 1995, ApJ, 448, L97+
- Wilson C.D., Reid I.N., Jan. 1991, ApJ, 366, L11
- Wilson C.D., Welch D.L., Reid I.N., Saha A., Hoessel J., Mar. 1996, AJ, 111, 1106
- Wilson C.D., Scoville N., Madden S.C., Charmandaris V., Oct. 2000, ApJ, 542, 120

- Wolfire M.G., Hollenbach D., Tielens A.G.G.M., Sep. 1989, ApJ, 344, 770
- Wolfire M.G., Tielens A.G.G.M., Hollenbach D., Jul. 1990, ApJ, 358, 116
- Wong T., Blitz L., Sep. 2000, ApJ, 540, 771
- Wong T., Blitz L., 2001, Ap&SS, 276, 659
- Yang M., Lord S.D., Boogert A.C.A., et al., Dec. 2002, Bulletin of the American Astronomical Society, 34, 1280
- Young J.S., Scoville N., Sep. 1982, ApJ, 260, L41
- Young J.S., Kenney J., Lord S.D., Schloerb F.P., Dec. 1984, ApJ, 287, L65
- Young J.S., Claussen M.J., Scoville N.Z., Jan. 1988, ApJ, 324, 115
- Yun M.S., Scoville N.Z., Oct. 1995, ApJ, 451, L45+
- Zaritsky D., Kennicutt R.C., Huchra J.P., Jan. 1994, ApJ, 420, 87
- Zhu M., Seaquist E.R., Kuno N., May 2003, ApJ, 588, 243
- Zimmer P., Rand R.J., McGraw J.T., May 2004, ApJ, 607, 285